

Роль подбарьерных переходов в процессах гибели избыточных носителей тока в полупроводниках $A^{II}B^{VI}$

© Г.Ф. Новиков[¶], Е.В. Рабенюк, М.В. Гапанович

Институт проблем химической физики Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 28 сентября 2009 г. Принята к печати 29 сентября 2009 г.)

Методом СВЧ фотопроводимости изучена кинетика гибели носителей тока, генерируемых импульсами излучения азотного лазера, в полупроводниковых соединениях группы $A^{II}B^{VI}$: теллуриде кадмия n - и p -типа проводимости, сульфиде кадмия. Спады фотоотклика после выключения света состояли из быстрой (проявляющейся при временах < 30 нс) и медленной (при временах > 50 нс) компонент. Форма спада медленной компоненты практически не зависела от температуры и при больших временах закон спада соответствовал линейной зависимости фотоотклика от логарифма времени. Результаты позволили предположить, что медленная компонента спада фотоотклика отражает процесс гибели захваченных в ловушки зарядов благодаря туннельной рекомбинации.

1. Введение

Общеизвестно определяющее влияние дефектов кристаллической структуры — дислокаций, границ двойникования, межзеренных границ и др. — на электрофизические свойства поликристаллических полупроводниковых соединений. Особенно существенно это влияние сказывается на транспорте носителей тока [1,2]. Однако основные экспериментальные данные по этому вопросу получены стационарными или квазистационарными методами, которые имеют дело с величиной произведения $\mu_D \tau$, где μ_D — дрейфовая подвижность, τ — время жизни подвижного носителя тока [3,4].

Сведения о времени жизни носителей тока такими методами получить трудно главным образом из-за неопределенности — с точки зрения кинетики для носителей тока характерны два „времени жизни“.

Первая величина характеризует процесс гибели свободных носителей тока. Это есть характеристическое время элементарных реакций носителей тока — захват акцепторными или донорными примесями (ловушками дырок или электронов), рекомбинация свободных носителей тока с захваченными в ловушки зарядами противоположного знака и рекомбинация свободных электронов и дырок. Дрейфовая подвижность таких носителей тока близка к холловской. Такие процессы можно условно назвать первичными.

Вторая величина есть характеристическое время реакций носителей тока, испытавших перезахваты ловушками. Примером может быть взаимодействие захваченного в ловушку электрона с межузельным ионом. Это вторичные процессы. Подвижность таких носителей тока существенно ниже холловской, определяется свойствами ловушек. Для описания транспорта таких носителей тока обычно используют либо „ловушечную“, либо „прыжковую“ модель. Время жизни таких „вторичных“ носителей тока существенно больше времени жизни „первичных“.

Для получения данных о двух состояниях носителей тока обычно применяют импульсные методы — фото- или радиационную проводимость, имеющие дело с избыточными носителями тока. При достаточно высоком временном разрешении экспериментальной установки кинетика гибели избыточных носителей тока обычно включает две (иногда большее число) компоненты — быструю и медленную. Быстрая компонента отражает гибель первичных носителей тока, медленная — вторичных. Строго говоря, фотопроводимость определяется лишь первичными процессами; вторичные процессы неотличимы от происходящих в темноте.

В настоящее время накопилось достаточно много данных о закономерностях поведения быстрой компоненты спада тока после генерации избыточных носителей коротким импульсом оптического или ионизирующего излучения в полупроводниках $A^I B^{VII}$ [5–7], $A^{II} B^{VI}$ [8–10], $A^{IV} B^{VI}$ [11]. Эти данные чаще всего получали бесконтактным методом СВЧ фотопроводимости. При относительно низких интенсивностях света быстрая компонента спада, как правило, имеет экспоненциальный вид, отражает процесс гибели носителей тока по реакции первого порядка кинетики. Чаще всего это процесс захвата электрона в ловушки, создаваемые структурными дефектами или акцепторными примесями. При высоких интенсивностях света быстрая компонента спада соответствует процессу 2-го порядка кинетики и отражает рекомбинацию свободных электронов и дырок [9].

Так как генерированные светом или радиацией избыточные носители тока за короткое время (10^{-14} – 10^{-13} с) теряют свою энергию до уровня $k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана, T — температура), медленная компонента в импульсных измерениях должна вполне адекватно отражать поведение темновых носителей тока. Однако интерпретация природы медленной компоненты спада в работах, посвященных исследованиям кинетики гибели носителей тока в соединениях типа $A^I B^{VII}$ [7], $A^{II} B^{VI}$ [9], $A^{IV} B^{VI}$ [11], в це-

[¶] E-mail: ngf@icp.ac.ru

лом менее определена и более индивидуальна. Это, вероятно, связано с сильной зависимостью механизма гибели захваченных носителей тока от концентрации межзельных ионов и энергетического распределения ловушек электронов и дырок в каждом из веществ этих групп.

Для выяснения природы медленной компоненты сигнала СВЧ фотопроводимости и связи ее временных характеристик с барьерами для транспорта носителей тока в некоторых типичных представителях полупроводников из группы $A^{II}B^{VI}$ в данной работе изучена кинетика фотоотклика при разных температурах. Соединения этой группы — перспективные материалы для использования в различных технических приложениях. Например, твердые растворы на основе теллурида кадмия занимают особое место в разработках активной среды детекторов рентгеновского излучения [12], а системы CdS/CdTe перспективны для создания преобразователей солнечной энергии.

2. Экспериментальная часть

Для исследований были синтезированы поликристаллические образцы теллурида кадмия n - и p -типа проводимости [10], сульфида кадмия и сульфида цинка.

Измерения проводились методом СВЧ фотопроводимости (диапазоны частот 36 и 10 ГГц). Методика детально описана в работах [11,13,14]. Образец малого объема размещался в центре резонатора, в пучности электрического поля. При включении импульса света фотоотклик ΔP сначала нарастал, а затем после окончания лазерного импульса, пройдя максимальное значение ΔP_{\max} , спадал до нуля. Форма отклика не менялась при экспонировании, что позволяло усреднять результаты по 50–100 измерениям. Коэффициент отражения СВЧ волны был $\leq 6\%$, так что изменения отраженной мощности ΔP при отсутствии сдвига резонансной частоты были пропорциональны изменениям проводимости образца $\Delta\sigma$. Для контроля влияния сдвига резонансной частоты на измерения и дополнительного подтверждения условия пропорциональности $\Delta P \propto \Delta\sigma$ контролировалась частотная зависимость регистрируемого сигнала и изменение добротности нагруженного резонатора ΔQ_L в соответствии с требованиями [14].

Временное разрешение и нижняя граница полосы частот были соответственно 5 нс и 0.05 МГц для 36 ГГц, 60 нс и 20 МГц для 10 ГГц. Фотопроводимость возбуждали импульсами азотного лазера ЛГИ-505 (длина волны $\lambda = 337$ нм, длительность импульса $\tau_{\text{imp}} = 8$ нс) и эксимерного лазера Lambda Physics LPX-100 ($\lambda = 308$ нм, $\tau_{\text{imp}} = 15$ нс). Максимальная доза квантов света за импульс была $I_0 = 10^{15}$ квант/см². Измерения проводили в диапазоне температур $T = 103$ –295 К.

3. Результаты экспериментов

3.1. Теллурид кадмия

На рис. 1 показаны спады фотоотклика во времени t в образце p -типа проводимости начиная с максимального значения при нескольких температурах в диапазоне 143–295 К. При выборе координат были опробованы разные масштабы: логарифмический, двойной логарифмический и др. Наиболее простую форму кривых удалось получить, если фотоотклик был представлен как функция логарифма времени, что и показано на рис. 1. Видно, что на кривых спада отчетливо выделяются две компоненты — быстрая и медленная. В области медленного спада сигнал линейно зависит от логарифма времени (штриховые прямые). Быструю компоненту можно выделить вычитанием медленной компоненты из суммарного фотоотклика. Видно, что амплитуда быстрой компоненты уменьшается примерно в 2 раза при понижении температуры. Характеристическое время спада быстрой компоненты при понижении температуры немного увеличивается.

На рис. 2 показаны аналогичные зависимости для образца n -типа проводимости. На кривых 1–3 быстрая и медленная компонента различаются отчетливо, и видно, что время спада быстрой компоненты и ее амплитуда увеличиваются с понижением температуры от 295 до 206 К. В области температур 130–103 К наблюдается лишь одна компонента (кривые 4 и 5). Поведение этих кривых подобно поведению кривых 1–3, и на этом основании можно отнести кривые 4 и 5 к быстрым компонентам.

Сравнение данных рис. 1 и 2 показывает, что время полуспада быстрой компоненты для образцов n - и p -типа проводимости различается: для образцов n -типа оно больше.

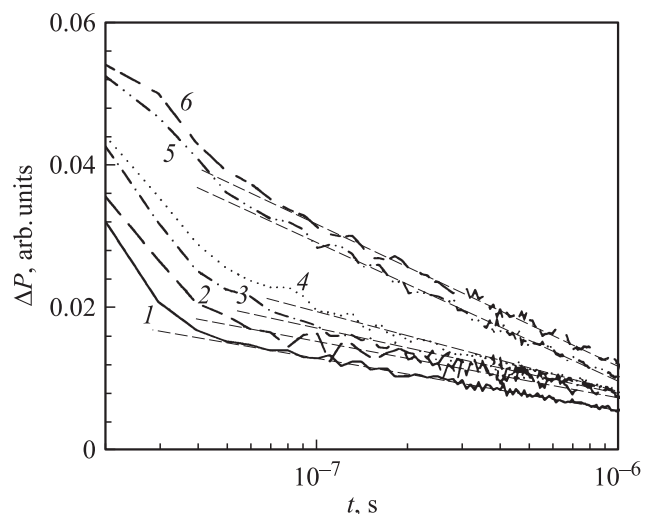


Рис. 1. Спад фотоотклика в образце CdTe p -типа проводимости при температурах T , К: 1 — 295, 2 — 243, 3 — 209, 4 — 183, 5 — 155, 6 — 143.

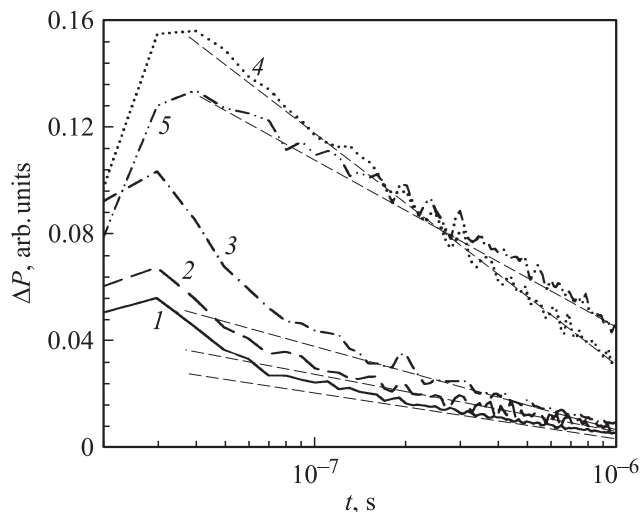


Рис. 2. Спад фотоотклика в образце CdTe *n*-типа проводимости при температурах T , К: 1 — 295, 2 — 230, 3 — 206, 4 — 130, 5 — 103.

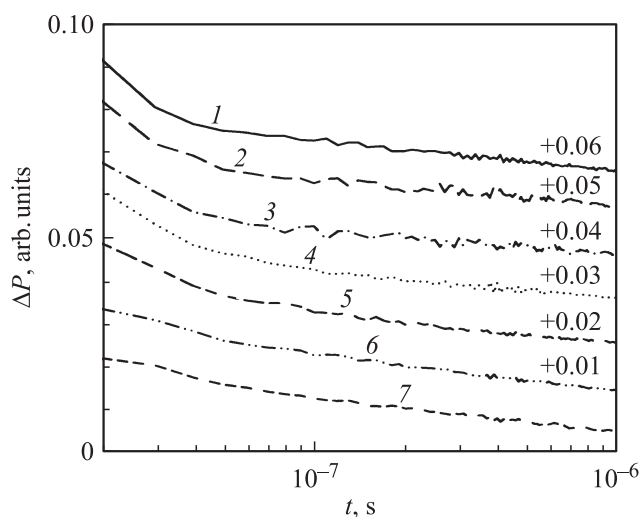


Рис. 3. Спад фотоотклика в образце CdTe *p*-типа проводимости при температурах T , К: 1 — 295, 2 — 262, 3 — 243, 4 — 209, 5 — 183, 6 — 155, 7 — 143. Экспериментальные кривые кинетики совмещены при $t = 80$ нс и смещены друг относительно друга по вертикальной оси (величины смещения указаны). Отсчет времени — от начала импульса лазера.

Из данных рис. 1 (кривые 1–6) и рис. 2 (кривые 1–3) видно, что медленные компоненты спада в CdTe *n*- и *p*-типа проводимости при температурах 295–133 К удовлетворительно укладываются на линейную зависимость от логарифма времени.

Чтобы выяснить, зависит или не зависит закон спада медленных компонент от температуры, необходимо фотоотклики отнормировать. Перестроенные кривые спада фотоотклика представлены на рис. 3 и 4. Данные для образца *p*-типа (рис. 3) сначала были приведены к одному значению при $t = 80$ нс, а затем смещены

друг относительно друга, величины смещения указаны. В результате из рис. 3 можно видеть, что закон спада не зависит от температуры.

Аналогичная независимость закона спада медленной компоненты от температуры наблюдается и для образца *n*-типа (рис. 4). Кривые на рис. 4 преобразованы так же, как и данные для образца *p*-типа на рис. 3. Можно видеть, что закон спада медленной компоненты и в образце *n*-типа проводимости не зависит от температуры.

Зависимости амплитуды фотоотклика от интенсивности света (I) для обоих типов образцов представлены

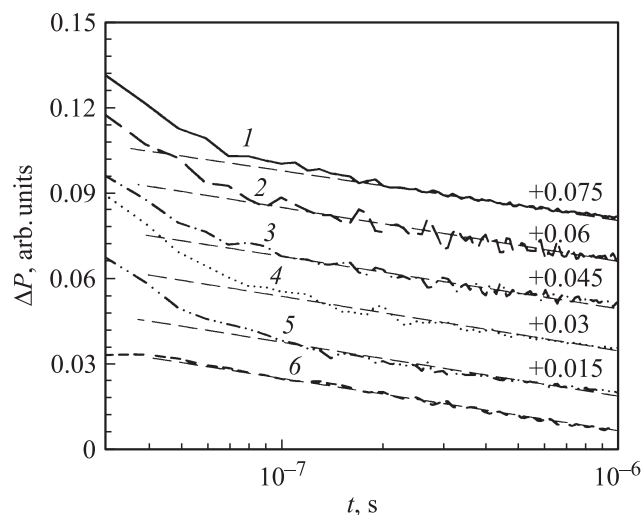


Рис. 4. Спад фотоотклика в образце CdTe *n*-типа проводимости при температурах T , К: 1 — 295, 2 — 285, 3 — 230, 4 — 206, 5 — 195, 6 — 133. Экспериментальные кривые кинетики совмещены при $t = 200$ нс и смещены друг относительно друга по вертикальной оси (величины смещения указаны). Отсчет времени — от начала импульса лазера.

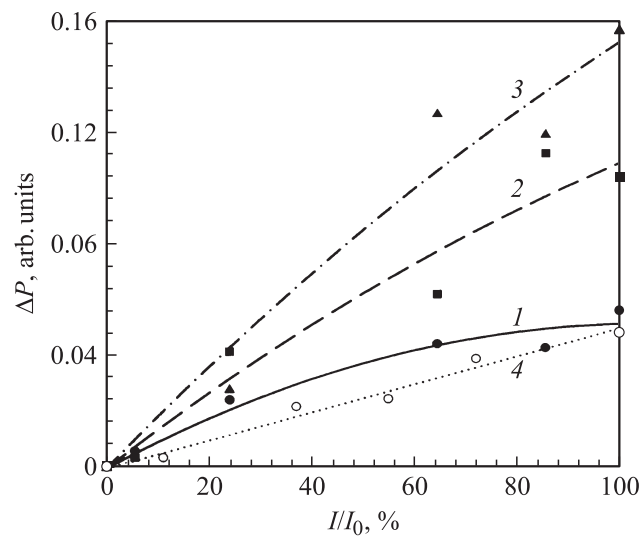


Рис. 5. Зависимость амплитуды фотоотклика от нормированной дозы квантов света за импульс I/I_0 в образцах *n*-CdTe (1–3) и *p*-CdTe (4). Температура T , К: 1, 4 — 295, 2 — 195, 3 — 133.

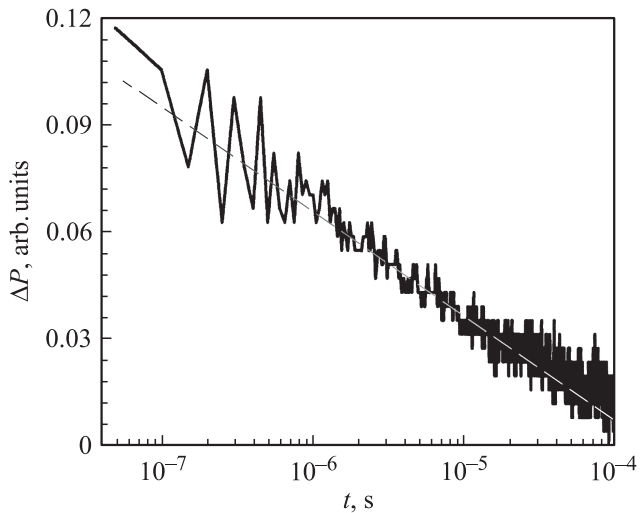


Рис. 6. Спад фотоотклика в поликристаллическом образце CdS. Диапазон 10 ГГц.

на рис. 5. Как можно видеть, для образца p -типа проводимости (кривая 4) эта зависимость линейная. Для образца n -типа при низкой температуре (кривая 3) зависимость также практически линейная, но при повышении температуры становится нелинейной (кривая 1), что свидетельствует о существенном вкладе процессов кинетики 2-го порядка, конкурирующем с процессами гибели носителей 1-го порядка. В пользу такого предположения свидетельствует также большее характеристическое время быстрой компоненты спада в образце n -типа (рис. 2).

3.2. Сульфид кадмия и сульфид цинка

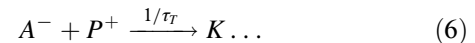
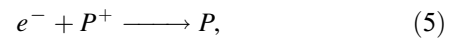
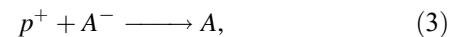
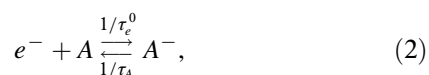
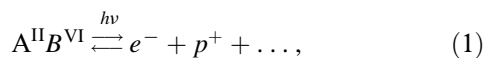
Спад фотоотклика в порошкообразном CdS при комнатной температуре представлен на рис. 6. Измерения выполнены в диапазоне частот 10 ГГц. Можно видеть, что спад состоит из одной компоненты и в широком интервале времен (более 3 порядков величины) пропорционален логарифму времени. Этот результат полностью согласуется с данными для теллурида кадмия.

Аналогичные результаты получены для сульфида цинка.

4. Обсуждение результатов

4.1. Модель

Можно представить себе следующий набор процессов с участием электронов и дырок в $A^{II}B^{VI}$:



Фотогенерированные в прямой реакции (1) электроны, e^- , и дырки, p^+ , могут участвовать в нескольких процессах: в бимолекулярной рекомбинации — обратная реакция (1), в процессах захвата электронными, A , и дырочными, P , ловушками — (2) и (4), в рекомбинации с захваченными зарядами, A^- и P^+ . В (1)–(6) τ_e^0 — время жизни электрона до захвата акцепторами, τ_A — время термического освобождения электрона из захваченного состояния A^- , τ_r — характеристическое время рекомбинации захваченных в ловушки электронов и дырок. Захваченные носители тока могут термически освобождаться из ловушек в обратных реакциях (2) и (4) и повторно давать вклад в проводимость. Заметим, что, учитывая наблюдаемую практически линейную зависимость амплитуды фотоотклика от интенсивности падающего света, можно обратную реакцию бимолекулярной рекомбинации в (1) не учитывать. Последний процесс (6) в предлагаемой модели обсудим далее. Заметим, что среди (1)–(6) нет процессов с участием межузельных ионов, столь характерных для ионно-ковалентных соединений группы $A^{II}B^{VI}$ [15]. Это связано с относительно низкой концентрацией межузельных ионов в кристаллах с ковалентной связью.

Как уже отмечалось выше, в экспериментальных кривых спада фотоотклика $\Delta P(t)$ после окончания импульса света можно условно выделить две компоненты — быструю ($t < 30\text{--}200$ нс) и медленную ($t > 200$ нс). Проверка показала, что в условиях наших экспериментов фотоотклик пропорционален проводимости образца (см. разд. 2). На этом основании и с учетом литературных данных быструю компоненту наблюдаемого фотоотклика можно связать с процессом (1), а медленную компоненту — с участием в фотопроводимости электронов, повторно освобожденных теплом из ловушек в обратной реакции (2). Действительно, согласно [16], фотопроводимость даже в p -CdTe определяется подвижными электронами. Отметим также, что совместный анализ кинетики спадов СВЧ фотопроводимости и фотодиэлектрического эффекта показал, что к началу проявления медленной компоненты спада между зонами и захваченными состояниями устанавливается равновесие по носителям тока [12].

Учитывая сказанное, для описания медленной компоненты спада нет необходимости рассматривать полную модель, соответствующую процессам (1)–(6). Действительно, бимолекулярная рекомбинация привела бы к сильной нелинейной зависимости от интенсивности света. По-видимому, также нет необходимости учитывать

процессы рекомбинации свободных зарядов с локализованными в ловушках, поскольку кинетика такой рекомбинации должна была бы привести к экспоненциальному закону спада фотоотклика [17,18].

Естественно предположить, что процессу (6) соответствует парный механизм рекомбинации. Важная роль таких пар в релаксационных процессах в соединениях $A^{II}B^{VI}$ отмечалась в [19] в связи с исследованиями фотоэлектрического эффекта. Так как радиус Онзагера, например, в теллуриде кадмия невелик, $r_c = e^2/(4\pi\epsilon_0\epsilon k_B T) \approx 5.5$ нм (e — заряд электрона, $\epsilon_0\epsilon$ — диэлектрическая проницаемость), наибольшую эффективность парного процесса следует ожидать вблизи различного рода дефектов — дислокаций, границ двойникования, межзеренных границ и т.д. Важно отметить, что медленная компонента характеризуется линейной зависимостью от логарифма времени и закон спада не зависит от температуры. Эти свойства спада типичны для рекомбинации по туннельному механизму.

Если принять сделанные предположения и для упрощения учитывать лишь один тип носителей тока — например, электроны, то можно записать систему обыкновенных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\frac{1}{\tau_e^0} n + \frac{1}{\tau_A} A^- \\ \frac{dA^-}{dt} = +\frac{1}{\tau_e^0} n - \frac{1}{\tau_A} A^- - \frac{1}{\tau_T} A^- \end{cases} \quad (7)$$

Здесь третий член в правой части уравнения (7) соответствует рекомбинации пар.

Для медленной компоненты достаточно рассмотреть квазистационарный случай. В этом предположении для достаточно больших времен $A^- \approx (\tau_A/\tau_e^0)n$, где n — концентрация свободных электронов в зоне проводимости. Учитывая, что суммарный заряд в системе должен сохраняться, легко получить приближенное решение

$$n = n_0 \exp\left\{-\frac{t}{\tau_T} \frac{\tau_A}{\tau_e^0 + \tau_A}\right\}, \quad (8)$$

где вероятность туннельного процесса и время термического освобождения зарядов из ловушек определяются как

$$\tau_T^{-1} = \tau_T^{-1}(x) = f_0 \exp\left\{-\frac{2}{h} \sqrt{2mE} x\right\},$$

$$\tau_A = f_0^{-1} \exp\left\{\frac{E}{k_B T}\right\}. \quad (9)$$

Здесь m — масса электрона, E — высота барьера или глубина ловушки, x — ширина барьера. Сразу заметим, что при $\tau_e^0 \ll \tau_A$ зависимость (8) не содержит температурной зависимости, что отвечает эксперименту. Однако в отличие от экспериментальных данных эта зависимость имеет вид экспоненциальной функции. В то же время кинетика сильно меняется при наличии распределения барьеров по ширине.

Новый закон спада можно получить интегрированием (8) по x :

$$n(t) = n_0 \int_{x_1}^{x_2} F(x, E) \exp\left\{-\frac{t}{\tau_T(x)} \frac{\tau_A}{\tau_e^0 + \tau_A}\right\} dx, \quad (10)$$

где функция $F(x)$ представляет собой распределение барьеров по ширине, а $E = \text{const}$.

4.2. Сравнение с экспериментом

При достаточно широком однородном распределении барьеров по толщине от x_1 до x_2

$$F(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x_1 \leq x \leq x_2, \\ 0 & \text{при } x < x_1 \text{ и } x > x_2 \end{cases} \quad (11)$$

выражение (10) дает линейную зависимость концентрации зарядов от логарифма времени, что согласуется с данными рис. 3 и 4.

Зависимость (10), (11) близка к обсуждавшейся в ряде работ по радиационной химии в 70-х годах прошлого века. Так, в работах [20,21] впервые была найдена линейная зависимость концентрации от логарифма времени при аналогичных предположениях в связи с проблемой накопления зарядов при радиационном воздействии на органические вещества.

5. Заключение

Наблюдаемые различия в скорости спада фотоотклика в образцах CdTe n - и p -типа проводимости (см. рис. 3 и 4), по-видимому, вызваны различиями в быстрых компонентах. Это свидетельствует в пользу предлагаемой модели, если принять во внимание естественную близость свойств барьеров в образцах обоих типов. Напротив, в легированных образцах можно ожидать существенных различий в кинетике гибели зарядов из-за возможного влияния легирующих примесей на энергетическое и пространственное распределение барьеров, например, благодаря эффекту самокомпенсации [22]. Исследование влияния изовалентного и гетеровалентного замещения при легировании теллурида кадмия различными добавками предполагается провести в следующей публикации.

Важно отметить в заключение, что для наблюдения туннельных процессов необходимо выполнение определенных условий: время жизни электрона не должно быть слишком большим, чтобы наблюдаемый спад не состоял только из одной быстрой компоненты; концентрация межзеренных ионов не должна быть слишком высокой, чтобы медленная компонента спада не определялась рекомбинацией межзеренных ионов с захваченными электронами. Форма спада зависит от распределения барьеров по глубине и ширине. При узком распределении форма может быть даже экспоненциальной. Решающее

значение при идентификации подбарьерных процессов имеет температурная зависимость. Формально вычисленная „энергия активации“ температурной зависимости, по-видимому, должна быть меньше $k_B T$.

Авторы выражают благодарность А.А. Маринину и Ю.В. Метелевой-Фишер за важный вклад в проведение измерений.

Список литературы

- [1] A.L. Frupp. J. Appl. Phys., **46** (3), 1240 (1975).
- [2] G. Vaccarani, B. Ricco, G. Spadini. J. Appl. Phys., **49** (11), 5565 (1978).
- [3] Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, С.А. Медведев, А.Ф. Плотников. ФТП, **35** (10), 1192 (2001).
- [4] Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, А.Ф. Плотников. ФТП, **40** (9), 1028 (2006).
- [5] R.J. Deri, J.P. Spoonhower. Photogr. Sci. Eng., **28** (3), 92 (1984).
- [6] Г.Ф. Новиков, Н.П. Сикоренко, М.В. Алфимов. Хим. физика, **9** (6), 757 (1990).
- [7] Г.Ф. Новиков, Е.В. Рабенюк, М.В. Алфимов. Хим. высоких энергий, **39** (3), 204 (2005) [G.F. Novikov, E.V. Rabenok, M.V. Alifimov. High Energ. Chem., **39** (3), 167 (2005)].
- [8] А.В. Наумов, Ю.В. Метелева, Н.Л. Сермакешева, В.Н. Семенов, Г.Ф. Новиков. Журн. прикл. спектроскопии, **69** (1), 104 (2002).
- [9] Г.Ф. Новиков, Н.А. Радычев. Изв. РАН. Сер. хим., № 5, 856 (2007) [N.A. Radychev, G.F. Novikov. Russ. Chem. Bull., № 5, 890 (2007)].
- [10] М.В. Гапанович, Н.А. Радычев, Е.В. Рабенюк, Д.Н. Войлов, И.Н. Один, Г.Ф. Новиков. Неорг. матер., **43** (10), 1190 (2007) [M.V. Gapanovich, N.A. Radychev, E.V. Rabenok, D.N. Voilov, I.N. Odin, G.F. Novikov. Inorg. Mater., **43** (10), 1065 (2007)].
- [11] Н.Л. Сермакешева, Г.Ф. Новиков, Ю.М. Шульга, В.Н. Семенов. ФТП, **38** (4), 395 (2004).
- [12] Е.В. Рабенюк, М.В. Гапанович, Г.Ф. Новиков, И.Н. Один. ФТП, **43** (7), 878 (2009) [E.V. Rabenok, M.V. Gapanovich, G.F. Novikov, I.N. Odin. Semiconductors, **43** (7), 846 (2009)].
- [13] G.F. Novikov, B.I. Golovanov. J. Imaging Sci., **39** (6), 520 (1995).
- [14] Г.Ф. Новиков, А.А. Маринин. Конденс. среды и межфаз. гран., **11** (2), 132 (2009).
- [15] Б.И. Голованов, А.В. Ковальчук, Г.Ф. Новиков. ЖНиПФ, **42** (2), 34 (1997).
- [16] В.Е. Лашкарев, М.К. Шейнкман, А.В. Любченко. *Неравномерные процессы в фотопроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [17] Г.Ф. Новиков. ЖНиПФ, **42** (6), 3 (1997).
- [18] Г.Ф. Новиков, Е.В. Рабенюк, Б.И. Голованов. Хим. физика, **22** (4), 88 (2003).
- [19] Н.А. Радычев, Г.Ф. Новиков, И.А. Чернов, Ю.В. Метелева. Журн. физ. химии, **79** (11), 2096 (2005) [N.A. Radychev, G.F. Novikov, I.A. Chernov, Yu.V. Meteleva. Russ. J. Phys. Chem., **79** (11), 1867 (2005)].
- [20] А.И. Михайлов. ДАН СССР, **197** (1), 136 (1971).
- [21] В.А. Аниколенко, А.И. Михайлов. ДАН СССР, **230** (1), 102 (1976).
- [22] K. Mochizuki. J. Cryst. Growth, **214/215**, 9 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Role of tunnel transitions in loss processes of excess current carriers in A^{II}B^{VI} semiconductors

G.F. Novikov, E.V. Rabenok, M.V. Gapanovich

Institute of Problems of Chemical Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract The loss kinetics of current carriers generated by the nitrogen laser radiation in the A^{II}B^{VI} compound semiconductors (cadmium telluride, cadmium sulfide) were investigated by the microwave photoconductivity method. The photoresponse decays consisted of two components: fast (time span < 30 ns) and slow (> 50 ns). The photoresponse decays of the slow component almost did not depend on temperature and at large times the decay law corresponded to liner dependence of photoresponse on logarithm of the time. The results allow to suppose that the photoresponse decay slow component correspond to disappearance of charges trapped due to tunnel recombination.