

УДК 621.315.592

МЕХАНИЗМ БЫСТРОГО РОСТА ПРЯМОГО ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

© А.Ю.Лейдерман, М.К.Минбаева

Научно-производственное объединение «Физика солнца»,
Физико-технический институт Академии наук Узбекистана,
700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 6 марта 1995 г. Принята к печати 8 ноября 1995 г.)

Обсуждаются экспериментальные вольт-амперные характеристики типа $I \sim V^\alpha$, полученные на диодных структурах, изготовленных на основе аморфного селена, Ga_2S_3 , CdS-CdTe . Проведено моделирование характеристик на ЭВМ на основе дрейфового механизма омической релаксации прохождения прямого тока с учетом статистики рекомбинации электронов и дырок через глубокие рекомбинационные комплексы с конечным временем внутриконтраксного обмена.

Введение

При исследовании механизма токопрохождения в полупроводниковых диодных структурах часто наблюдаются вольт-амперные характеристики (ВАХ) типа $I \sim V^\alpha$. Такие ВАХ наблюдались, в частности, на селеновых диодных структурах [1], на гетеропереходах ZnTe-CdSe [2], на сэндвич-структурах из аморфного селена [3], на сэндвич-структурах из Ga_2S_3 [4], а также на структурах, изготовленных из материалов типа $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ (например, CdS-CdTe [5]) и многих других.

В этих экспериментах на кривой $I(V)$ можно наблюдать участки с различными наклонами. Первый обычно описывается зависимостью $I \sim V$ или (и) $I \sim V^2$, последующий участок значительно более быстрого роста тока — эмпирической формулой $T \sim V^\alpha$, где $\alpha > 2$ и может принимать самые различные значения.

При анализе экспериментальных данных по исследованию механизма прохождения прямого тока через такие диодные структуры обычно используется рекомбинационная статистика Шокли-Рида [6]. Между тем почти сразу после выхода в свет работы [6] появились работы Ю.В.Гуляева [7] и А.В.Ржанова [8], в которых был поднят вопрос о пределах применимости этой статистики и, в частности, об учете инерционности электронного обмена между уровнями основного и возбужденного состояний рекомбинационной ловушки. Много

лет спустя в работе [9] модель А.В.Ржанова была практически полностью повторена. После открытия существования в полупроводниках таких объектов, как акцепторно-донорные пары, появился ряд работ (см., в частности, [10]), в которых рассматривалась рекомбинация через акцепторно-донорные пары и соответственно учитывалось время τ_{12} обмена электронами между акцепторной и донорной компонентами такой пары. В результате выражение для скорости рекомбинации претерпевает принципиальное изменение и принимает вид

$$u = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + a\tau_i n_p}, \quad (1)$$

где N_R — концентрация рекомбинационных центров (комплексов); n, p — концентрации электронов и дырок; n_i — собственная концентрация в полупроводнике; c_n, c_p — коэффициенты захвата электронов и дырок; n_1, p_1 — равновесные концентрации электронов и дырок, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси (так называемый статистический фактор Шокли-Рида); τ_i — время, учитывающее те или иные процессы электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса, будь то время обмена между основным и возбужденным состоянием в модели А.В.Ржанова или время электронного обмена между компонентами акцепторно-донорной пары.

В работах [11–13] было показано, что аналогичный закон рекомбинации возможен и в полупроводниках с развитыми рекомбинационно-стимулированными перестройками метастабильных рекомбинационных комплексов, возникающих как следствие рождения пар Френкеля под воздействием энергии, выделяемой в акте рекомбинации. Это могут быть, в частности, комплексы типа (отрицательно заряженный акцептор)–(положительно заряженный ион внедрения) или (положительно заряженный донор)–(отрицательно заряженная вакансия) и т.п. Основываясь на работах М.К.Шейнкмана с сотрудниками (см., например, [14]), подобную же закономерность можно получить и для полупроводников типа $A^{II}B^{VI}$, в которых в процессе возбуждения полупроводника происходят химические реакции, приводящие к распаду сложных комплексов типа (мелкий донор)–вакансия [14,15].

Во всех перечисленных выше случаях, несмотря на их кажущиеся различия, имеется одна общая закономерность — рекомбинация неравновесных электронов и дырок происходит с задержкой, и именно наличие этой задержки, т.е. учет инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса, приводит к появлению последнего члена в знаменателе (1). Это позволяет описать скорость рекомбинации во всех вышеперечисленных моделях единой формулой (1). Различие будет заключаться в физической сущности времени внутри-комплексных процессов τ_i и коэффициента a (см. таблицу).

При незначительном уровне возбуждения, когда последний член в знаменателе (1) мал, скорость рекомбинации практически не отличается от шокли-ридовской. Однако с ростом уровня возбуждения вклад этого члена увеличивается и при достаточно высоком уровне возбуждения может произойти почти полное насыщение скорости рекомбинации.

Значения параметра $a\tau_i$ в выражении для скорости рекомбинации неравновесных электронов и дырок (1) и физического смысл времени τ_i для различных моделей рекомбинационных комплексов

Тип дефекта	$a\tau_i$	Смысл τ_i
Два возбужденных состояния (для электронов и дырок) центра рекомбинации [8]	$c_n \tau'_n \frac{p}{n} + c_p \tau'_p,$ <p>$c_{n,p}$ — коэффициенты захвата электронов на верхнее и дырок на нижнее возбужденные состояния</p>	<p>Времена жизни электронов и дырок на возбужденных уровнях</p> $\tau'_{n,p}$
Акцепторно-донорная пара [10]	$c_{n1} c_{p2} / c_{12} N_i,$ <p>c_{n1}, c_{p2} — коэффициенты захвата электронов на донорный и дырок на акцепторный уровни донорно-акцепторной пары с концентрацией N_i; c_{12} — коэффициент электронного обмена между компонентами пары</p>	<p>Время электронного обмена между компонентами донорно-акцепторной пары</p> $\tau_{12} = 1/c_{12} N_i$
Примесный комплекс типа (отрицательно заряженный акцептор) — (положительно заряженный ион внедрения) [11,12]	$c_n c_{p0} \tau_{R_s},$ <p>c_{p0} — коэффициент захвата дырок в отсутствие рекомбинационно-стимулированных процессов</p>	<p>Время рекомбинационно-стимулированной перестройки примесного комплекса</p> τ_{R_s}
Примесный комплекс типа (положительно заряженный донор) — (отрицательно заряженная вакансия) [11,13]	$c_{n0} c_p \tau_{R_s},$ <p>c_{n0} — коэффициент захвата электронов в отсутствие рекомбинационно-стимулированных процессов</p>	<p>Время рекомбинационно-стимулированной перестройки примесного комплекса</p> τ_{R_s}
Комплекс типа (мелкий донор) — вакансия [14,15]	$c_n c_p \left(\tau_{ip} \frac{n}{p} + \tau_{in} \right),$ <p>$\tau_{ip} = \alpha / \beta_0 c_p, \tau_{in} = \alpha / \beta_0 c_n,$ α и β_0 — коэффициент распада и скорость генерации таких комплексов</p>	<p>Времена жизни дырок и электронов на комплексе</p> τ_{ip}, τ_{in}

1. Механизм прохождения прямого тока

В связи с этим все классические режимы токопрохождения, связанные с процессами рекомбинации, в которых была использована статистика рекомбинации Шокли-Рида, должны быть пересмотрены. В случае дрейфового механизма токопереноса (в условиях оптической релаксации объемного заряда) основное уравнение, описывающее изменение концентрации свободных неравновесных носителей, имеет вид

(см., например, [16])

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{I N_d}{q(b+1)^2 p^2} \frac{dp}{dx} - U = 0, \quad (2)$$

но теперь U будет описываться выражением (1). Здесь N_d — концентрация доноров, D_p — коэффициент диффузии дырок, q — заряд электрона, $p(x)$ — распределение концентрации дырок, b — отношение подвижностей электронов и дырок.

При преобладании дрейфового переноса инжектированных в «длинную» базу носителей (т.е. базу с размерами $w/L \gtrsim 10$, где w — длина базы, L — диффузионная длина неосновных носителей) первым (диффузионным) членом можно, как обычно, пренебречь и получить решение в условиях неидеального инжектирующего контакта:

$$p(0) = C\sqrt{I}, \quad C = [bp_n/qV_n^*(b+1)]^{1/2},$$

где V_n^* — параметр, обусловленный неидеальным характером инжектирующего перехода.

Последний член в знаменателе (1) растет с уровнем возбуждения, поэтому необходимо рассмотреть четыре случая.

$$1. \quad c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1) \gg a\tau_i n p.$$

При выполнении данного условия выражение для скорости рекомбинации (1) переходит в выражение, соответствующее статистике Шокла-Рида, и имеет место дрейфовый режим токопереноса, исследованный впервые К.Б.Толпыго и И.Г.Заславской [17] и впоследствии М.А.Лампертом [18]. Решение основного уравнения и вид ВАХ в данном случае известны:

$$V = \sqrt{\frac{8w^3 I}{9q\mu_p \mu_n \tau_p N_d}} \equiv B_0 \sqrt{I}. \quad (3)$$

Здесь μ_p , τ_p — подвижность и время жизни дырок, μ_n — подвижность электронов, I — плотность тока.

$$2. \quad c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1) > a\tau_i n p.$$

Разложение выражения (1) по приближенной формуле (в условиях $c_n \approx c_p$, $p \approx n$) дает

$$u = p\tau - a\tau_i p^2 / 2c_n \tau,$$

где $\tau = 2\tau_p$. Решая уравнение (2), получаем приближенное выражение для распределения концентрации неосновных носителей:

$$p = p(0)[K + (K^2 + 4I\tau Q)^{1/2}] / 2Q, \quad (4)$$

где

$$K = a\tau_i p(0)I\tau / c_n, \quad Q = 2A_0 p^2(0)x + I\tau + K, \quad A_0 = q(b+1)^2 / N_d.$$

ВАХ для этого случая имеет вид

$$V = \int_0^w E dx = M(I) B_0 \sqrt{I/2}, \quad (5)$$

где B_0 имеет то же значение, что и в выражении (3), а

$$M \approx 1 + 3m[2 + C(a\tau_i/c_n)\sqrt{I}]^2, \quad m = \tau N_d V_n^* / 8b(b+1)p_n w.$$

Таким образом, наблюдается режим, близкий к лампертовскому, но отличающийся появлением множителя M , который является функцией тока.

$$3. \quad c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) < a\tau_i n p.$$

Разложение выражения (1) по приближенной формуле в условиях $c_n \approx c_p, p \approx n$ дает

$$u \approx \frac{N_R}{\tau_i} \left(1 - \frac{2c_n}{a\tau_i p} \right).$$

Выражение для распределения концентрации носителей имеет вид

$$p = \frac{2c_n}{a\tau_i} \left[1 - \left(1 - \frac{2c_n}{a\tau_i p(0)} \right) \exp \left(- \frac{2q(b+1)^2 N_R c_n x}{a\tau_i^2 N_d I} \right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

а вольт-амперная характеристика —

$$V = \frac{(b+1)w^2 N_R}{N_d \mu_p \tau_i} + \frac{w\sqrt{I}}{q\mu_p(b+1)C} - \frac{2(b+1)w^2 N_R c_n}{N_d \mu_p a\tau_i^2 C \sqrt{I}} = A + B\sqrt{I} - D/\sqrt{I}. \quad (7)$$

Здесь A, B, D — постоянные, зависящие от параметров материала.

$$4. \quad c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) \ll a\tau_i n p.$$

Это условие соответствует случаю, при котором скорость рекомбинации u выходит на полное насыщение при значении $u = N_R/\tau_i$. Решение (2) дает

$$p = p(0) / [1 + q(b+1)^2 N_R p(0) x / \tau_i N_d I], \quad (8)$$

а ВАХ имеет вид

$$V = \frac{(b+1)w^2 N_R}{2N_d \mu_p \tau_i} + \frac{w\sqrt{I}}{q\mu_p(b+1)C}. \quad (9)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что с ростом тока происходит смена лампертовского закона $V \sim \sqrt{I}$ на более сложную зависимость (5) типа $V \sim M(I)\sqrt{I}$, а затем, с дальнейшим ростом уровня возбуждения на зависимость типа (7), состоящую из трех членов $V = A + B\sqrt{I} - D/\sqrt{I}$. И, наконец, она сменяется зависимостью $V = A/2 + B\sqrt{I}$, т.е. участок быстрого роста сменяется вторым, квадратичным по напряжению участком.

2. Экспериментальные результаты, их обсуждение и моделирование на ЭВМ

Предлагаемая модель предсказывает последовательную смену лампертовского закона $V \sim \sqrt{I}$ на более сильную зависимость (7), а затем на новый, квадратичный по напряжению участок ВАХ (9). С нашей точки зрения, она может объяснить наблюдавшиеся многими авторами ВАХ, обычно описываемые эмпирической зависимостью $I \sim V^\alpha$. Такие ВАХ наблюдаются на диодных структурах, изготавливаемых из самых различных материалов как аморфных, так и кристаллических.

Для интерпретации такого хода ВАХ авторы [1-5] предлагают объяснения, которые не укладываются в рамки одной модели. Авторы [1,3] предлагают использовать теорию токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), наряду с ударной ионизацией, эффектами Зинера и Френкеля и т.д. При этом для объяснения каждого участка ВАХ приходится предполагать существование разных типов ловушек, а величины полей, по оценкам автора [3], оказываются меньше необходимых для ударной ионизации и эффектов сильного поля. На рис. 1,а представлена заимствованная из работы [3] экспериментальная вольт-амперная характеристика такого типа. Структура типа сэндвича имела площадь поперечного сечения $S = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, $w = 2 \text{ мкм}$. С учетом обычных значений времени жизни неравновесных носителей $\tau_p = 10^{-7} \text{ с}$ [1] и подвижности $\mu_p = 0.14 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [19] это дает значение $w/L \approx 10$. Автор отмечает, что после излома на кривой ВАХ показатель степени α изменяется от величины 2.6 до 5 для различных образцов.

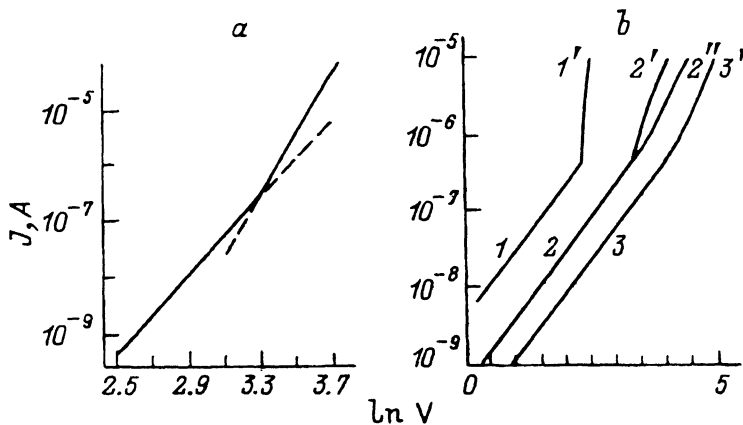


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диодных структур: а — экспериментальная для структуры стеклоуглерод-(аморфный селен)-стеклоуглерод; $S = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, $w = 2 \text{ мкм}$, $w/L = 10$. Штриховыми прямыми показано продолжение участков ВАХ; б — смоделированные на ЭВМ для образцов с различной длиной базы. Кривые состоят из двух участков, которые до излома описываются формулой (3), а после излома — (7). Параметры расчета: 1-1' — $w = 0.3 \text{ мкм}$, $w/L \approx 10$, $N_R/\tau_i \approx 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; 2-2' — $w = 2 \text{ мкм}$, $w/L \approx 10$, $N_R/\tau_i \approx 6.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; 2-2'' — $w = 2 \text{ мкм}$, $w/L \approx 10$, $N_R/\tau_i \approx 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; 3-3' — $w = 3 \text{ мкм}$, $w/L \approx 15$, $N_R/\tau_i \approx 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

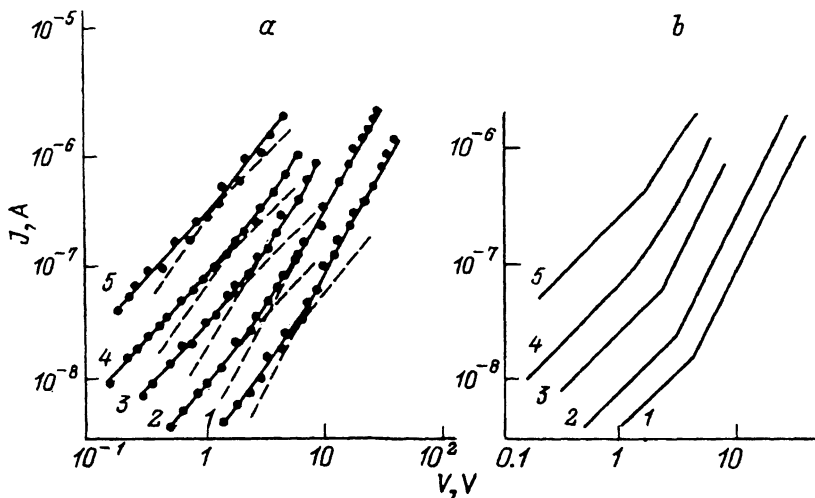


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структур, изготовленных из Ga_2S_3 : а — экспериментальные, воспроизведенные из работы [4]. Штриховыми прямыми указано продолжение участков вольт-амперных характеристик; б — теоретические, вычисленные на ЭВМ по формулам (3), (5) и (7). Использовались параметры, взятые из работы [4]: $w = 9 \cdot 10^{-3}$ см, $S = 6 \cdot 10^{-3}$ см². Отсутствие данных о величинах подвижности, времени жизни, сечений захвата и т.д. в Ga_2S_3 вынуждает варьировать постоянные B_0, A, B и D , содержащие наборы параметров материала: 1 — $T = 145$ К, $B_0 = 2.545 \cdot 10^3$ В/А^{1/2}; 2 — $T = 160$ К, $B_0 = 1.5 \cdot 10^3$ В/А^{1/2}; 3 — $T = 180$ К, $B_0 = 730$ В/А^{1/2}; 4 — $T = 215$ К, $A = 0.204$ В, $B = 426.6$ В/А^{1/2}, $D = 2 \cdot 10^{-3}$ В · А^{1/2}; 5 — $T = 270$ К, $B_0 = 152.15$ В/А^{1/2}, $M = 1.24$.

Авторами [4] были исследованы ВАХ образцов кристаллов типа Ga_2S_3 в широком интервале температур и электрических полей. Авторы утверждают, что в электрических полях ($3.3 \cdot 10^2 - 3.0 \cdot 10^3$) В/см имеют место инжекционные явления, которые, возможно, объясняются инжекционно-контактной теорией [20] или теорией ТОПЗ. На рис. 2,а представлен увеличенный участок ВАХ из работы [4], на котором, по мнению авторов, имеют место инжекционные явления. Видны изломы ВАХ, местоположение которых на графике различно при разных температурах.

В работе [5] были исследованы электрические свойства гетеропереходов CdS-CdTe . Полученные экспериментальные результаты описаны во взаимосвязи с технологическими режимами их изготовления. Обнаружено, что толщина перехода существенным образом определяет механизм прохождения тока. Авторы утверждают, что при большой толщине барьера ($d_0 \gtrsim 1$ мкм) определяющую роль начинают играть процессы ограничения тока пространственным зарядом, а прямую ВАХ таких гетеропереходов описывают эмпирическим выражением $I \sim V^\alpha$. На зависимостях $I(V)$ можно выделить до трех участков с различными показателями степени α (рис. 3,а): 1 — омический, 2 — квадратичный ($I \sim V^2$) и 3 — с зависимостью $I \sim V^\alpha$ при $\alpha = 8 \div 10$.

Мы промоделировали на ЭВМ последовательную смену ВАХ типа (3) на ВАХ типа (7) для образцов из аморфного селена с различной длиной базы (рис. 1,б). Видно, что кривая 2-2', соответствующая длине образца $w = 2$ мкм, почти идеально совпадает с кривой, полученной

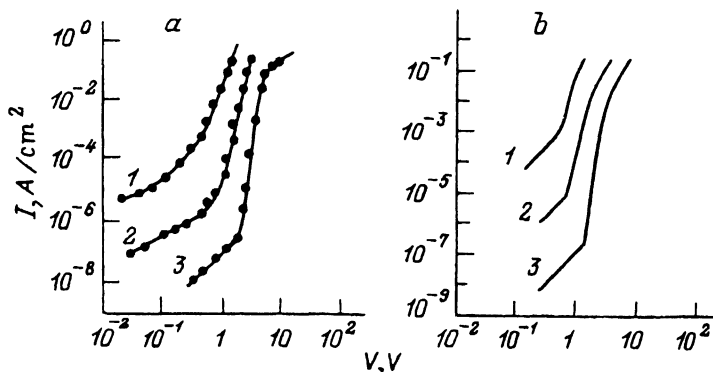


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики структур CdS-CdTe при разных температурах: а — экспериментальные, воспроизведенные из работы [5]; б — теоретические, вычисленные на ЭВМ по формулам (3), (7) и (9). При моделировании использовались общие для всех кривых параметры [2,5,18]: $w = 2 \cdot 10^{-4}$ см, $\mu_p(300 \text{ K}) = 15 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Остальные параметры: 1 — $T = 340 \text{ K}$, $c_p = 4.4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{с}$, $\tau_i = 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, $N_D/N_d = 1.5$; 2 — $T = 230 \text{ K}$, $c_p = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{с}$, $\tau_i = 7.2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $N_D/N_d = 1.43$; 3 — $T = 130 \text{ K}$, $c_p = 0.65 \text{ см}^3/\text{с}$, $\tau_i = 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, $N_D/N_d = 1.36$.

в [3] для структуры с той же длиной базы. Из рис. 1, б следует также, что можно получить практически любой наклон после излома, подбирая соответствующие параметры.

Также проведено моделирование на ЭВМ (рис. 2, б) последовательной смены типов ВАХ для образца Ga_2S_3 при различных температурах. Было принято, что концентрация ионизованных доноров изменяется с температурой по обычному закону $N_d^+ = N_c \exp[-(E_c - F)/kT]$, где F — энергия Ферми, E_c — энергия дна зоны проводимости, а изменения подвижности происходят по закону, присущему материалам с низким значением подвижности носителей тока $\mu_p \sim \exp(-E_a/kT)$, где E_a — «энергия активации» для подвижности. Анализ экспериментальных (рис. 2, а) и теоретических (рис. 2, б) ВАХ при различных температурах показывает, что в исследуемом интервале температур (145–270) К и электрических полей ($5.6\text{--}4.4 \cdot 10^3$) В/см на экспериментальных кривых 1–3 происходит смена омической зависимости ($I \sim V$) на квадратичную ($I \sim V^2$). На экспериментальной кривой 4 можно наблюдать смену омической зависимости на зависимость типа $V = A + B\sqrt{I} - D\sqrt{I}$, описывающую участок быстрого роста тока. На кривой 5 происходит смена омического участка на участок, описываемый зависимостью $V \sim M(I)\sqrt{I}$ (см. (5)).¹ По-видимому, роль перестраивающихся в процессе токопрохождения рекомбинационных комплексов с концентрацией N_R в данном случае могут играть комплексы типа ⟨положительно заряженный европий⟩–⟨отрицательно заряженная вакансия галлия⟩ (см. [22]).

¹ Смену зависимости $V \sim \sqrt{I}$ на более слабую $V \sim M(I)\sqrt{I}$ наблюдали, по-видимому, также и авторы [21] на диодной структуре Pd-p-GaP (Mn), поскольку в рамках теории ТОПЗ нельзя объяснить смену зависимости $V \sim \sqrt{I}$ на более слабую (но не «омическую»).

Экспериментальные результаты, полученные в работе [5] (рис. 3,а), необходимо проанализировать с учетом того, что CdS относится к полупроводникам типа $A^{II}B^{VI}$, содержащим сложные рекомбинационные комплексы типа (мелкий донор)-(вакансия): $[N_d^+V^-]$. Концентрация таких рекомбинационно-активных комплексов N_R оказывается слабо зависящей от концентрации свободных носителей: $N_R = N_D / (1 + \alpha n / \beta_0)$, где $N_D = N_d + N_R^*$ — полное число доноров, N_d — число неассоциированных мелких доноров, N_R^* — число доноров, ассоциированных с вакансиями в рекомбинационно-активные комплексы (α и β_0 см. в таблице). Для структур CdS-CdTe при различных температурах нами было проведено моделирование на ЭВМ смены ВАХ типа (3) на ВАХ типа (7) (рис. 3,б, кривая 1), смены ВАХ типа (3) на ВАХ типов (7) и (9) (кривые 2, 3) с учетом вышеотмеченных особенностей. Подвижности в CdS в искомом интервале температур подчиняются зависимостям [18]: $\mu_n = 1.28 \cdot 10^{-6} T^{-3/2}$; для дырок $\mu_p = A_1 \exp(-E_a/kT)$ — в интервале температур (83–210) К, $\mu_p = A_2 T^{-3/2}$ — в интервале (210–503) К, $\mu_p(300 \text{ К}) = (10–18) \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Сечение захвата дырок σ_p и, соответственно, коэффициент захвата дырок c_p с ростом температуры уменьшаются в наших расчетах, что согласуется с результатами теории Лэкса (см., например, [23]). Из кривых на рис. 3,б видно, что в зависимости от конкретных параметров материала и соотношения между тремя членами в выражении (7) наклон зависимости $I(V)$ может сильно изменяться. При этом на экспериментальной кривой 3 прослеживается появление (после участка быстрого роста тока) нового квадратичного участка, который виден и на теоретических кривых 2 и 3 (см. (9)). В целом сравнение теоретических и экспериментальных кривых на рис. 3,а, б позволяет сделать вывод о хорошем качественном согласии предлагаемой теории и эксперимента.

Итак, смену ВАХ $I \sim V$ или(и) $I \sim V^2$ на участок резкого роста тока можно наблюдать на структурах, изготавливаемых из самых различных материалов: аморфных, $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ и т.д. Этот список может быть легко расширен. Однако при кажущемся различии, с нашей точки зрения, их роднит одна особенность — содержание различного рода примесей или ассоциатов, играющих в них роль рекомбинационных центров, которые не являются простыми (идеальными) рекомбинационными ловушками (лежащими в основе статистики Шокли-Рида). Простые ловушки, приняв электрон, всегда тут же безынерционно готовы принять дырку, т.е. не имеют времени для внутренней перестройки. Рекомбинационные же комплексы независимо от их конкретной природы обладают конечным временем внутрикомплексного электронного обмена τ_i , что позволяет описывать рекомбинацию неравновесных носителей в них выражением (1). В результате смену закономерностей $I \sim V$ или(и) $I \sim V^2$ на более сильные, описываемые иногда эмпирической формулой $I \sim V^\alpha$ при $\alpha > 2$, а иногда называемые пробойными или предпробойными, можно легко объяснить в рамках одной теории, а именно дрейфовым механизмом токопереноса в условиях омической релаксации объемного заряда с учетом инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса.

- [1] Г.Б. Абдуллаев, М.А. Талиби. *Физика селеновых преобразователей* (Баку, ЭЛМ, 1981).
- [2] А.В. Симашкевич. *Гетеропереходы на основе полупроводниковых соединений $A^{II}B^{III}$* (Кишинев, Штиинца, 1980).
- [3] А.А. Чеснис. ФТП, **27**, 848 (1993).
- [4] Б.Т. Тагиев, О.Б. Тагиев, Г.А. Касимова. ФТП, **25**, 1877 (1991).
- [5] В.Е. Баранюк, В.П. Махний. ФТП, **25**, 217 (1991).
- [6] W. Shockley, W. Reed. Phys. Rev., **87**, 835 (1952).
- [7] Ю.В. Гуляев. ФТТ, **3**, 385 (1961).
- [8] А.В. Ржанов. ФТТ, **3**, 3698 (1961).
- [9] S.R. Dharival, L.S. Kothari, S. Jain. Sol. St. Electron., **24**, 749 (1981).
- [10] P.M. Karageorgy-Alkalaev, A.Yu. Leiderman. Phys. St. Sol. (a), **26**, 419 (1968).
- [11] P.M. Karageorgy-Alkalaev, A.Yu. Leiderman. Phys. St. Sol. (a), **100**, 221 (1987).
- [12] А.Ю. Лейдерман. ДАН УзССР, № 7, 21 (1987).
- [13] А.Ю. Лейдерман. ДАН УзССР, № 4, 25 (1989).
- [14] М.Г. Шейнкман, Н.Е. Корсунская. В кн.: *Физика соединений $A^{II}B^{III}$* (М., Наука, 1986) с. 109.
- [15] А.Ю. Лейдерман. ДАН УзССР, № 1, 24 (1989).
- [16] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., Сов. радио, 1978).
- [17] К.Б. Толпыго, И.Г. Заславская. ЖТФ, **25**, 955 (1955).
- [18] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [19] F.K. Dolezalek, W.E. Spear. J. Non-Cryst. Sol., **4**, 97 (1970).
- [20] А.Н. Зюганов, С.В. Свечников. *Инжекционно-контактные явления в полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [21] С.В. Слободчиков, Г.Г. Ковалевская, М.М. Мередов, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов. ФТП, **28**, 1155 (1994).
- [22] И.М. Аскеров, В.Ф. Кобелев, В.Ф. Мастеров, О.Б. Тагиев, К.Ф. Штельмах, Л.Ф. Лихолит. ФТП, **23**, 1307 (1989).
- [23] V. Lax. Phys. Rev., **119**, 1502 (1960).

Редактор Т.А. Полянская

A mechanism of rapid growth of direct current in semiconductor diode structures

A. Yu. Leiderman, M. K. Minbaev

Research and Production Enterprise «Physics of Sun», Physicotechnical Institute, Uzbekistan Academy of Sciences, 700084 Tashkent, Uzbekistan