

## ПЕРЕХОДНЫЙ ТОК В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С БАРЬЕРНЫМ КОНТАКТОМ

Бобылев Б. А., Косцов Э. Г.

Проведен анализ токового переходного процесса в полупроводнике с барьерным контактом. Выявлен новый тип переходного процесса, связанный с компонентой тока эмиссии носителей заряда из контакта в период термической перезарядки примесных центров, которая обуславливает появление минимума полного тока при изменении его во времени.

Найдено условие наблюдения минимума и получены соотношения, позволяющие определять параметры полупроводниковых структур и примесных центров по характеристикам переходного тока. Приведены экспериментальные данные по токовому переходному процессу обратно смещенных структур  $n^+ - \pi - p^+ - \text{GaAs} \langle \text{Fe} \rangle$ , поведение которого описывается в рамках рассмотренной модели. Происхождение отрицательных пиков в токовых релаксационных спектрах однозначно связано с преобладанием тока эмиссии из контакта над током термической эмиссии перезаряжающихся примесных центров.

1. *Введение.* Исследование переходного тока в высокоомных полупроводниковых материалах с барьерными контактами позволяет извлекать достаточно полную информацию о свойствах материала, в том числе о характеристиках примесных центров. Переходный ток в структурах с барьерными контактами рассматривался во многих работах, например в [1-4]. Однако при анализе переходного процесса обычно использовались приближенные подходы без точного решения замкнутой системы уравнений, описывающих кинетику перезарядки примесных центров, распределения электрического поля, заряда и полного тока в образце. В рамках упрощенных моделей не всегда удается описать детали переходного процесса, наблюдаемые в эксперименте. В частности, в экспериментах по токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней в высокоомных полупроводниках (PICTS) не находит удовлетворительного объяснения факт наблюдения в релаксационных спектрах пиков отрицательной полярности [5-9].

Целью данной работы является описание токового переходного процесса в полупроводнике с барьерным контактом при наличии одного типа примесных центров на основании анализа численного решения замкнутой системы уравнений, определяющих распределение электрического поля, свободных и связанных носителей заряда и токов в образце, позволяющее вскрыть механизм появления отрицательных пиков в токовых релаксационных спектрах.

В результате анализа удалось найти новый тип переходного процесса, приводящий к появлению минимума на временной зависимости переходного тока. Он обусловлен нарастающей во времени компонентой тока надбарьерной эмиссии при термической перезарядке примесного центра; определены условия его наблюдения. На основании результатов анализа проведена интерпретация экспериментальных данных по измерению переходного тока и токового релаксационного спектра  $n^+ - \pi - p^+$ -структур арсенида галлия, легированного железом.

2. *Теоретическая модель.* В качестве модели структуры взят полупроводниковый слой толщиной  $d$  с одним донорным уровнем, заключенный между электродами. Electroды образуют с полупроводником барьерный контакт с барьером  $\phi_k$  для основных носителей заряда (для определенности — электронов).

При анализе переходного процесса использовалась следующая система уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial x} (nE) - \frac{\partial n_{\tau}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_{\tau}}{\partial t} = \sigma v n (N_{\tau} - n_{\tau}) - \sigma v N_c e^{-E_{\tau}/kT} n_{\tau}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (n + n_{\tau} - N_{\tau}), \quad (3)$$

дополненная уравнением для полного тока в бездиффузионном приближении

$$j(t) = e\mu n(x, t) E(x, t) + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \quad (4)$$

и условием постоянства падения напряжения на слое полупроводника

$$\int_0^d E(x, t) dx = V. \quad (5)$$

Здесь  $x$  — координата,  $t$  — время,  $e$  — заряд электрона,  $n(x, t)$  — концентрация свободных носителей заряда,  $n_{\tau}(x, t)$  — концентрация электронов на примесном центре,  $N_{\tau}$  — концентрация примесных центров,  $N_c$  — плотность состояний в зоне проводимости,  $T$  — абсолютная температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\sigma$  — сечение захвата электронов примесным центром,  $v$  — тепловая скорость электронов,  $\mu$  — подвижность электронов,  $E(x, t)$  — напряженность электрического поля в образце,  $E_{\tau}$  — глубина энергетического уровня донора,  $\varepsilon \varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $V$  — приложенное напряжение. Начальные условия задавались исходя из условия электронейтральности образца, а равновесная концентрация электронов определялась выражением<sup>1</sup>

$$n_0 = \sqrt{N_{\tau} N_c} e^{-E_{\tau}/2kT}. \quad (6)$$

Для барьерного контакта использовалось граничное условие

$$n(0, t) = n_{\kappa} = N_c e^{-\varphi_{\kappa}/kT} = \text{const}, \quad (7)$$

характерное для термоэлектронной эмиссии с поверхности электрода. Приведенная система уравнений (1)–(5) может быть записана и в безразмерном виде, если принять  $x' = x/d$ ,  $n'_{\tau} = n_{\tau}/N_{\tau}$ ,  $t' = t/\tau_{\tau}$ ,  $E' = E/E_0$ ,  $n' = n/n_{\kappa}$ ,  $j' = j/j_0$ , где  $\tau_{\tau} = [\sigma v N_c e^{-E_{\tau}/kT}]^{-1}$  есть постоянная времени термической эмиссии электронов с примесного центра,  $j_0 = e\mu n_0 E_0$  — ток равновесных электронов через образец в однородном электрическом поле  $E_0 = V/d$ . В этом случае только четыре параметра определяют решение системы:

$$A = e^{\frac{\varphi_{\kappa} - E_{\tau}}{kT}}, \quad B = \frac{2\sigma v \varepsilon \varepsilon_0}{e\mu}, \quad C = \frac{n_{\kappa}}{N_{\tau}}, \quad E_0.$$

При численном анализе переходного тока использовалась методика, описанная в работах [10, 11]. Шаг по времени выбирался много меньшим характеристических времен, определяющих процесс в текущем интервале значений  $t$ . Шаг по координате выбирался много меньшим длины, характеризующей градиент поля. За критерий точности принималось постоянство полного тока по толщине образца.

В результате решения указанной системы уравнений определялись распределения  $n'(x, t)$ ,  $n'_{\tau}(x, t)$ ,  $E'(x, t)$ , величина полного тока  $j'(t)$  и его составляющие — ток проводимости  $j_{\text{пр}}(x, t)$  и ток смещения  $j_{\text{см}}(x, t)$ . Знание этих величин позволяет детально описать физическую картину переходного процесса и уста-

<sup>1</sup> Фактор спинового вырождения примесного уровня принят равным 1.

новить связь между поведением переходного тока, параметрами полупроводника, характеристиками примесных центров и условиями на контакте.

3. *Результат численного анализа.* Численный эксперимент позволил выделить два качественно различных типа переходного процесса. Соответствующие зависимости изменения полного тока во времени представлены на рис. 1. Первый тип переходного процесса (кривая 2) отвечает традиционному представлению о переходном процессе в полупроводнике с барьерным контактом. Второй тип переходного процесса (кривая 1) является новым результатом, который не мог быть получен в рамках упрощенных моделей, использовавшихся ранее.

На рис. 2 приведены распределения в объеме образца электрического поля

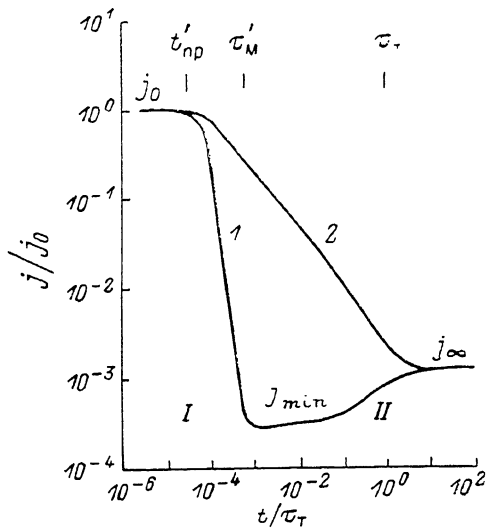


Рис. 1. Изменение полного тока во времени в полупроводнике с барьерным контактом.

Значения параметров:  $A=2.16$ ,  $C=2.5 \cdot 10^{-4}$ ,  $E_0=3 \cdot 10^7$  В/м; 1 —  $B=1.1 \cdot 10^{-2}$ ,  $B/2 < A^{-1}$ ; 2 —  $B=11$ ,  $B/2 > A^{-1}$ .

(а), свободных и захваченных на центр электронов (б) на различных стадиях переходного процесса: в начальный момент, во время, соответствующее минимуму тока для переходного процесса 2, и при  $t = \infty$ , соответствующем стадио-

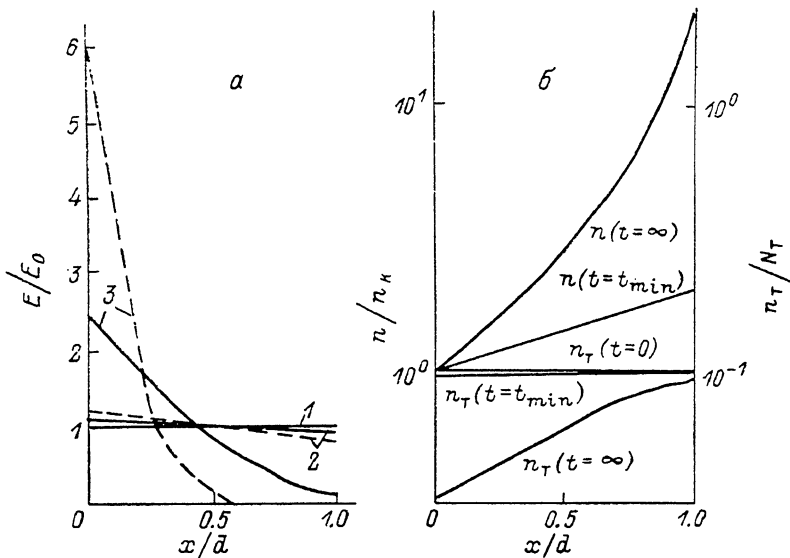


Рис. 2. Распределения в образце электрического поля  $E'(x)$  (а), концентраций свободных  $n'(x)$  и связанных  $n_T'(x)$  электронов (б) на различных стадиях переходного процесса.

а)  $t$ : 1 — 0, 2 —  $t_{min}$ , 3 —  $\infty$ ; штриховая кривая — зависимости  $E'(x)$  при  $C=4 \cdot 10^{-2}$ ,  $A=2.16$ ,  $B=1.1 \cdot 10^{-2}$ ,  $E_0=3 \cdot 10^7$  В/м; б)  $[n(t=0)/n_K]=10^2$ .

нарному режиму. Представленные на рис. 1 и 2 зависимости получены при различных значениях указанных параметров. Вертикальными стрелками на рис. 1 отмечены характеристические времена, определяющие переходный процесс: время пролета электронов через образец  $t'_{np} = \frac{d}{\mu E} \frac{1}{\tau_T}$ , время диэлектрической релаксации полупроводника  $\tau'_{st} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e \mu n_0} \frac{1}{\tau_T}$ .

4. *Переходный процесс и его аналитическое описание.* Рассмотрим более подробно прохождение переходного тока в указанной структуре и механизм появления минимума на кривой  $j'(t)$ . Переходный процесс может быть условно разбит на две стадии (*I, II*). В течение *I* стадии равновесные электроны уходят из объема полупроводника. Поведение полного тока в этом интервале времени может определяться либо пролетом электронов между электродами, либо процессом диэлектрической релаксации (в зависимости от соотношения времен  $\tau_{\kappa}$  и  $t_{\text{пр}}$ ). Описание токопрохождения на этой стадии достаточно полно освещено в литературе [4]. На *II* стадии при  $t > t_{\text{min}}$  доминирующую роль начинает играть процесс перезарядки примесного центра, приводящий к перераспределению электрического поля по толщине образца и соответственно к изменению тока проводимости в прикатодной области, появлению тока эмиссии электронов с примесных центров и тока смещения. Из постоянства полного тока имеем

$$j(t) = e\mu n_{\kappa} E_{\kappa} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{\kappa}}{\partial t}, \quad (8)$$

где  $E_{\kappa} \equiv E(0, t)$ . При  $t \simeq t_{\text{min}}$  для высокоомных полупроводников, когда зарядом свободных носителей заряда можно пренебречь ( $n_0 \ll \varepsilon\varepsilon_0 E_0 / ed$ ), полагая  $n_{\tau}(0, t) \simeq N_{\tau}$  [2],

$$E_{\kappa} = E_0 + \frac{Q}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(1 - \frac{x}{d}\right) \simeq E_0 + \frac{Q}{2\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (9)$$

где  $Q \simeq eN_{\tau}(1 - e^{-t/\tau_{\tau}})$ ,  $x$  — положение центроида заряда в образце (при  $t \simeq t_{\text{min}}$   $x \simeq d/2$ ). Тогда из (8) и (9) следует

$$j(t) = e\mu n_{\kappa} \left(E_0 + \frac{eN_{\tau}d}{2\varepsilon\varepsilon_0}\right) + \frac{eN_{\tau}d}{2} \left(\frac{1}{\tau_{\tau}} - \frac{1}{\tau_{\kappa}}\right) e^{-t/\tau_{\tau}}. \quad (10)$$

Здесь  $\tau_{\kappa} \equiv \varepsilon\varepsilon_0 / e\mu n_{\kappa}$  — время диэлектрической релаксации у катода. Выражение (10) позволяет найти физическую причину появления минимума тока на кривой  $j(t)$ . Как видно из (10), полный ток состоит из двух изменяющихся во времени составляющих. Первая составляющая определяется эмиссией носителей заряда с примесных центров. Она экспоненциально убывает со временем с постоянной  $\tau_{\tau}$ , амплитуда ее пропорциональна скорости эмиссии  $\tau_{\tau}^{-1}$ . Эта компонента тока обычно и принималась во внимание в ранее используемых моделях. Вторая составляющая определяется эмиссией носителей заряда через барьерный контакт. Она нарастает во времени с той же постоянной  $\tau_{\tau}$ , а ее амплитуда пропорциональна  $\tau_{\kappa}^{-1}$ . Нарастание тока эмиссии из контакта обусловлено ростом напряженности электрического поля вблизи контакта в процессе перезарядки примесных центров и образования области пространственного заряда. Очевидно, что переходный ток на *II* стадии будет нарастать или спадать во времени в зависимости от соотношения амплитуд, его составляющих, т. е. условием наблюдения минимума в переходном токе является неравенство

$$\tau_{\kappa}^{-1} > \tau_{\tau}^{-1},$$

или

$$A^{-1} \equiv e \frac{N_{\tau} - n_{\kappa}}{kT} > \frac{\sigma v \varepsilon \varepsilon_0}{e\mu} \equiv \frac{B}{2}. \quad (11)$$

Выполнение этого условия зависит от соотношения параметров полупроводника, контактного потенциала и характеристик примесного центра.

Существование переходного процесса в рассматриваемой структуре с нарастающей во времени компонентой тока дает ключ для интерпретации факта появления отрицательных пиков в токовых релаксационных спектрах полупроводников с глубокими уровнями. Отрицательный пик токового релаксационного спектра обусловлен преобладанием тока эмиссии из электрода над током эмиссии с примесных центров при выполнении условия (11). Ясно, что изменение температуры образца может привести к перераспределению роли каждой из указанных составляющих полного тока и соответственно к появлению либо исчезновению участка с минимумом тока.

Учитывая потребности метода токовой релаксационной спектроскопии, рассмотрим соотношения между  $j_{\min}$  и  $j_{\infty}$ , определяющие амплитуду токовых релаксационных спектров.

Как следует из (10), ток в минимуме при  $t_{\min} \ll \tau_r$  равен

$$j_{\min} = e\mu n_k E_0 + \frac{eN_{\tau}d}{2} \frac{1}{\tau_r} = e\mu n_k E_0 \left(1 + BA \frac{E_g}{E_0}\right). \quad (12)$$

Аналитическое выражение для стационарного тока  $j_{\infty}$  четко получается из решения системы уравнений (1)–(5) при условии  $E_k \gg E(d)$ , которое практически всегда выполняется. В этом случае для  $t \rightarrow \infty$   $E_k = \sqrt{2E_n E_0 / (1 + A^{-1})}$  и соответственно стационарный ток равен

$$j_{\infty} = e\mu n_k \sqrt{2E_n E_0 / (1 + A^{-1})}. \quad (13)$$

Здесь  $E_n = eN_{\tau}d / 2\epsilon\epsilon_0$ . Выражения (12) и (13) могут быть использованы для оценки концентрации примесных центров по амплитуде токовых релаксаций при  $\Delta j = (j_{\min} - j_{\infty}) < 0$ . Для положительных релаксаций ( $\Delta j > 0$ ), отвечающих условию  $\tau_k^{-1} < \tau_r^{-1}$ , амплитуда релаксаций, как видно из (10) и (13), равна

$$\Delta j = \frac{eN_{\tau}d}{2} \frac{1}{\tau_r},$$

что совпадает с обычно используемым выражением токовой релаксационной спектроскопии в приближении генерационного тока [3].

5. *Эксперимент.* Проведенный анализ переходного процесса позволил дать непротиворечивую интерпретацию экспериментальных данных по исследованию токовых релаксаций в высокоомных эпитаксиальных слоях арсенида галлия. В качестве примера рассмотрим  $n^+ - \pi - p^+$ -структуру арсенида галлия с высокоомным слоем, легированным железом. Выбор этой структуры обусловлен тем, что уровень Fe (доминирующая легирующая примесь) обменивается носителями заряда только с одной из зон (валентной) во всем практически важном диапазоне температур, поскольку он отстоит от валентной зоны на  $E_{\pi\tau} = 0.52$  эВ и имеет сечения захвата дырок  $\sigma_p = 3.4 \cdot 10^{-16}$  и электронов  $\sigma_n = 6 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup> [10]. Таким образом, ток основных носителей заряда в  $\pi$ -слое дырочный, носители заряда поставляются в валентную зону как с центра железа, так и из  $n^+$ -контакта за счет термической эмиссии. При этом резкий асимметричный  $n^+ - \pi$ -переход действует как термоэлектронный эмиттер с потенциальным барьером  $\varphi_{\pi k}$ , находящимся на расстоянии порядка длины свободного пробега носителя от квазинейтрального объема  $n^+$ -контакта. Поэтому для данного типа барьерного контакта граничное условие (7) записывается в виде

$$p_k = N_p \exp(-\varphi_{\pi k} / kT).$$

Образцы создавались методом жидкофазной эпитаксии и представляли собой меза-структуры диаметром  $\sim 0.5$  мм на подложке  $n^+ - \text{GaAs}$ . Толщина высокоомного слоя  $d = 20$  мкм. Токовые релаксационные спектры измерялись по методике [8]. В температурном интервале  $80 \div 400$  К наблюдался пик отрицательной полярности, который связан с перезарядкой центра Fe. Вид токового релаксационного спектра показан на рис. 3, а. Измерения переходного тока проводились с использованием методики [11]. Переходный ток при напряжении обратного смещения  $V = 50$  В представлен на рис. 3, б. В переходном процессе наблюдается четко выраженный минимум полного тока с последующим длинновременным нарастанием тока к стационарному значению.

Из проведенного в данной работе анализа переходного тока следует, что такой тип переходного процесса и соответствующий отрицательный пик токового релаксационного спектра обусловлены возрастанием во времени тока эмиссии носителей заряда (дырок) из электрода  $n^+ - \text{GaAs}$  в  $\pi$ -слой в процессе формирования запорного слоя при термической перезарядке центра Fe.

Приведем численные оценки параметров  $n^+ - \pi - p^+$ -структуры и высокоомного слоя  $\text{GaAs} \langle \text{Fe} \rangle$ , исходя из данных эксперимента.

Температурная зависимость постоянной времени релаксации тока на II стадии переходного процесса позволяет, как обычно в релаксационной спектроскопии, по характеристическим зависимостям  $\tau_p T^2 \sim 1/T$  определить энергию залегания центра  $E_{v\pi}$  и сечение захвата носителя на центр  $\sigma_p$ . Экспериментально найденные значения  $E_{v\pi}=0.52$  эВ и  $\sigma_p=1.4 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> соответствуют известным данным для центра Fe, приведенным в работе [10].

Параметры  $\varphi_k$ ,  $N_\tau$  и  $\mu_p$  определялись из значений  $j_{\min}$ ,  $j_\infty$ , температурной зависимости  $j_\infty$  и выражений (12), (13). Из (13) следует, что величина  $j_\infty$  экспоненциально зависит от  $1/T$  с энергией активации  $\varphi_k$ . Измерение поведения  $j_\infty(T)$  одного из образцов дает  $\varphi_{v\pi}=0.42$  эВ.

Зная  $\varphi_{v\pi}$ , нетрудно найти из величины  $j_{\min}$  значение  $p_k$ , соответствующее граничному условию (7), а из (12) — подвижность дырок  $\mu_p$ . При этом, как показывают оценки, второе слагаемое в (12) ( $BAE_n/E_0$ )  $\ll 1$ . Тогда при  $N_s =$

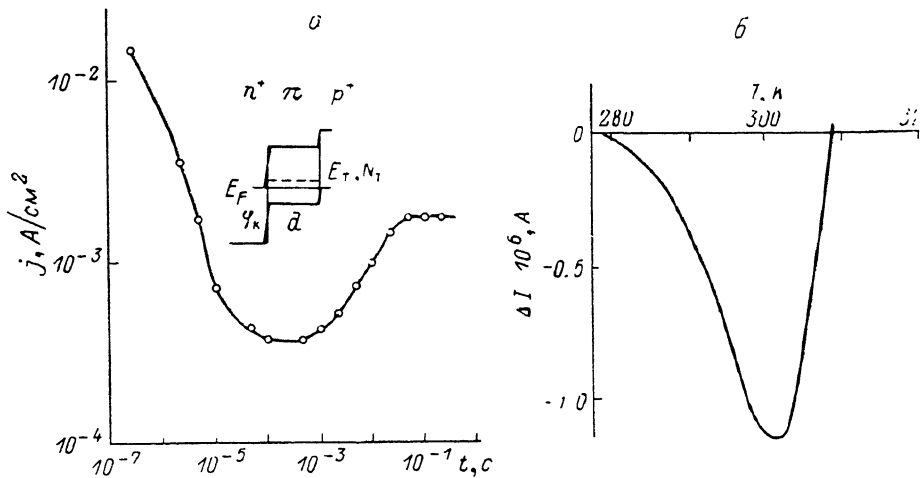


Рис. 3. Переходный ток в структуре  $n^+-\pi-p^+$ -GaAs<Fe> (а) и ее токовый релаксационный спектр (б) при  $V=50$  В.

Значения временных отсчетов дискриминатора экспонент:  $t_1=15$ ,  $t_2=70$  мс. На вставке — зонная диаграмма  $n^+-\pi-p^+$ -структуры.

$=10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $\epsilon=12.5$ ,  $v_p=10^6$  см/с,  $T=300$  К имеем  $p_k=5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> и  $\mu_p=j_{\min}/ep_k E_0 \approx 2$  см<sup>2</sup>/В·с,  $A^{-1}=54$ ,  $B=6 \cdot 10^{-4}$ .

Значение  $N_\tau$  определяется из  $j_\infty$  при  $j_\infty=2 \cdot 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup>,  $N_\tau=3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Определенные выше параметры структуры обеспечивают с запасом выполнение условия (11), необходимого для наблюдения переходного процесса с минимумом тока.

На рис. 3, б представлена энергетическая диаграмма  $n^+-\pi-p^+$ -структуры, построенная согласно вышеприведенным оценкам ее основных параметров.

Дополнительное подтверждение непротиворечивости используемого подхода может быть получено из анализа начальной стадии переходного процесса, когда дырки уходят из  $\pi$ -слоя за время диэлектрической релаксации  $\tau_{di}=\epsilon\epsilon_0/e\mu_p p_0$ . Из эксперимента следует, что  $\mu_p p_0 \approx 6 \cdot 10^{12}$  В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>. Учитывая ранее полученное значение  $\mu_p=2$  см<sup>2</sup>/В·с, имеем  $p_0 \approx 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует значению  $p_0$ , найденному из выражения (6). При этом отношение токов  $j_0/j_{\min}$  согласно проведенным оценкам, лежит в пределах 24÷60, в эксперименте  $j_0/j_{\min}=30$ .

**6. Заключение.** Таким образом, анализ переходного тока в полупроводниковых структурах с барьерным контактом с использованием численного решения замкнутой системы уравнений, определяющих распределение подвижного и захваченного зарядов, электрического поля и токов в образце, позволил выделить два типа переходных процессов, связанных с термической перезарядкой примесных центров. Один из них обусловлен только током термической

эмиссии носителей заряда с примесных центров и может описываться в рамках модели генерационного тока, при этом роль контактных явлений незначительна. Другой (новый) тип переходного процесса, который прежде выпадал из рассмотрения при использовании приближенных моделей, связан с определяющей ролью тока эмиссии основных носителей заряда из барьерного контакта в период формирования приконтактной области пространственного заряда. Полученные аналитические выражения, описывающие переходный процесс, позволяют производить оценки основных параметров полупроводниковой структуры и примесных центров.

Приведенные в работе экспериментальные данные, включающие измерения переходного тока и токового релаксационного спектра в структурах  $n^+ - \pi - p^+$  GaAs Fe, находятся в удовлетворительном соответствии с рассмотренной моделью с простейшим граничным условием на контакте.

Авторы выражают благодарность Е. Х. Хайри за предоставление структур  $n^+ - \pi - p^+$  GaAs Fe для эксперимента и И. Л. Багинскому за помощь в эксперименте.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Simmons J. G., Taylor G. W. // Phys. Rev. 1972. V. 6. N 12. P. 4793—4814.
- [2] Arnett P. C. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 12. P. 5236—5243.
- [3] Sah C. T., Forbes L., Rosier L. L., Tasch A. F. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 6. P. 579—592.
- [4] Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. Т. 1, 2. М., 1984.
- [5] Hurtes Ch., Boulou M., Mittonneau A., Bois D. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. N 12. P. 821—823.
- [6] Yoshie O., Kamihara M. // Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22. N 4. P. 621—628.
- [7] Дево Б., Тулуз Б. // Полуизолирующие соединения А<sup>3</sup>В<sup>5</sup>. М., 1984. С. 167—172.
- [8] Бобылев Б. А., Хайри Е. Х., Чикичев С. И. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1133—1135.
- [9] Young L., Tang W. C., Dindo S., Lowe K. S. // J. Electrochem. Soc. 1986. V. 133. N 3. P. 609—619.
- [10] Baginskii I. L., Kostsov E. G. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 88. P. 331—341. 1985. V. 88. P. 637—646.
- [11] Baginskii I. L., Kostsov E. G. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. P. 291—301.

Институт автоматизации и электроники  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получена 2.03.1987  
Принята к печати 1.09.1988