

Рекомбинационная неустойчивость тока в эпитаксиальных $p^+ - n$ -структурах с локально введенными в n -область примесными атомами и определение параметров глубоких центров на ее основе

© Б.С. Муравский[¶], О.Н. Куликов[¶], В.Н. Черный

Кубанский государственный университет,
350040 Краснодар, Россия

(Получена 25 июня 2002 г. Принята к печати 2 июля 2002 г.)

Приведены результаты исследований физических процессов, вызывающих возникновение рекомбинационной неустойчивости тока в кремниевых эпитаксиальных $p^+ - n$ -структурах с локальным контактом на n -области структуры, получаемым посредством введения примесных атомов, создающих в запрещенной зоне кремния глубокие энергетические уровни.

На основе исследования неустойчивости тока определены параметры (плотность, энергетическое положение, сечение захвата электрона) глубоких центров, создаваемых в кремнии оловом, свинцом, кадмием и никелем.

1. Введение

Динамические неоднородности в полупроводниках и полупроводниковых структурах и связанная с ними неустойчивость тока (НТ) представляют значительный интерес для создания принципиально новых приборов. Из всех видов НТ наименее изученным является класс неустойчивостей, обусловленных рекомбинацией зарядов в полупроводниках — рекомбинационных неустойчивостей тока (РНТ).

В последнее время неустойчивость тока этого типа не только продолжает исследоваться в традиционных для современной электроники материалах и структурах [1–4], но и обнаружена в высокоомных кристаллах $PbTe(Ga)$ [5]. Рекомбинационные процессы в плазме полупроводников зависят от многих факторов и, как отмечается в монографии [6], из-за многообразия физических факторов, которые не всегда удается контролировать, РНТ занимают ведущее место среди других видов НТ как по количеству, так и по противоречивости литературных данных. На основе проведенного нами анализа работ по РНТ, охватившего практически все работы по этому типу НТ, можно сделать вывод, что необходимым условием существования колебаний является наличие в образцах ловушек, энергетические уровни которых попадают в запрещенную зону. Такие уровни создают либо введением примеси, либо они связаны с наличием всевозможных дефектов решетки или поверхностных состояний.

Другим необходимым условием является наличие процессов, приводящих к нарушению квазиравновесного распределения носителей. В работах [7,8] неустойчивость тока связывается с периодическим заполнением и опустошением поверхностных состояний и соответственно изменением высоты контролируемого ими потенциального барьера, что позволяет выделить опреде-

ленный вид НТ — поверхностно-барьерную неустойчивость тока (ПБНТ).

Рассматривая процессы, приводящие к ПБНТ, необходимо учитывать, что образцы с поверхностно-барьерными переходами (ПБП) в отсутствие внешних воздействий уже имеют локальную область сильного электрического поля, которую можно уподобить существованию статического домена (СД). Образование СД в приповерхностной области n -Ge и n -Si обусловлено наличием акцепторных поверхностных состояний. С этих позиций НТ трактуется как периодическое возникновение и развал под действием электрического поля статического домена [7].

Как показали исследования, СД можно создавать в локальном участке приповерхностной области полупроводника n -типа посредством диффузии атомов, вводящих в его запрещенную зону глубокие акцепторные уровни [9]. Как в случае СД, созданного за счет поверхностных состояний, так и за счет введенных в приповерхностный слой полупроводника примесных атомов, наиболее просто, устойчиво и легко управляемо ПБНТ возбуждается в структурах, представляющих собой распределенный по всей площади кристалла $p^+ - n$ -переход. В частности, он может быть в виде эпитаксиальной $p^+ - n$ -структуры, в n -область которой вводятся примесные атомы (активный контакт) [4,9]. В таких структурах периодическому развалу СД за счет туннельной эмиссии электронов из примесных атомов и возникновению неустойчивости способствует накопление в n -области структуры дырок, компенсирующих заряд электронов, локализованных на глубоких акцепторных уровнях. Периодическое изменение концентрации дырок в n -области приводит к параметрическому изменению барьерной емкости активного контакта и распределенного $p - n$ -перехода и возникновению не только колебаний тока, протекающего через активный контакт (АК), но и интенсивных колебаний напряжения на $p^+ - n$ -переходе [9,10].

[¶] E-mail: oleg_kulikov@pochtamt.ru

Перспективность для компонентов микросистемной техники РНТ, возникающих в структурах с распределенным $p^+ - n$ -переходом, подтверждается разработкой опытных образцов простых приборов, эффективно преобразующих аналоговое изменение излучения, емкости, напряжения, тока в частоту следования электрических импульсов. Приборы имеют несколько каналов управления, высокую чувствительность по входу, большую величину выходного сигнала, широкий диапазон перестройки импульсов тока и пилообразного напряжения [4,10,11].

В работах [4,9–11] в структурах с распределенным $p^+ - n$ -переходом РНТ рассматривалась в основном с точки зрения возможности создания принципиально новых приборов, и детально не обсуждались физические процессы, обуславливающие существование НТ. Кроме того, не рассматривалась возможность определения параметров глубоких центров, ответственных за существование НТ, связанная с использованием периодического изменения величины заряда в примесных центрах.

Цель работы заключается в исследовании особенности физических процессов, вызывающих РНТ в кремниевых структурах с эпитаксиальным $p^+ - n$ -переходом, на n -области которых создавался АК посредством локального введения примесных атомов, а также в определении плотности, энергетического положения и сечения захвата глубоких центров (ГЦ), ответственных за НТ.

2. Результаты и их обсуждение

2.1. Для изготовления образцов использовались кремниевые структуры, на p -областях ($\rho = 10^{-2}$ Ом·см) которых эпитаксиально выращивался n -слой толщиной 10–15 мкм ($\rho = 2-4$ Ом·см). Активный контакт с введением в его состав примесных атомов олова, свинца и кадмия создавался посредством размещения на n -области структуры навесок из этих материалов в виде шариков диаметром 0.5 мм. После ионно-плазменной обработки заготовки в вакууме 10^{-5} Торр производился ее нагрев при температуре 700–750°C в течение 15 мин с последующим охлаждением до температуры 25°C в течение 20 мин. Контакты с введенными атомами никеля изготавливались посредством напыления металла в вакууме на n -область структуры после предварительной ионно-плазменной обработки ее поверхности и последующего прогрева заготовки в течение 0.5–1 ч при температуре 350°C. Активные контакты 0.5×0.5 мм формировались с помощью фотолитографии. Структура образца и схема измерений приведены на рис. 1.

2.2. Типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) активного контакта (АК) при разомкнутом $p^+ - n$ -переходе приведена на рис. 2. Особенность ВАХ состоит в том, что с некоторого обратного напряжения величины $U_{ак}$ ($U_{ак} = 2-8$ В для различных образцов) в цепи АК возникают интенсивные импульсные колебания тока (характерное размытие на ВАХ, см. рис. 2). Одновременно на p^+ -области относительно вывода базы возникают

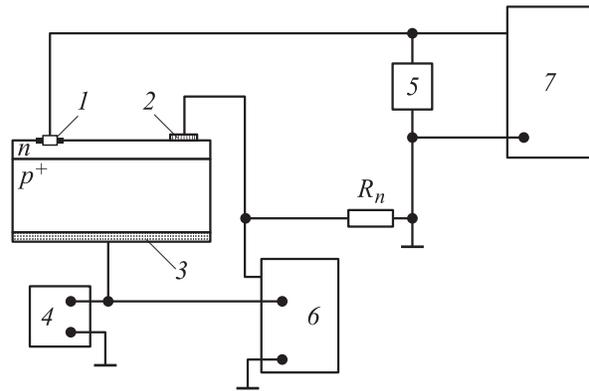


Рис. 1. Структура образца и схема измерений: 1 — локальный контакт с введенными в n -область примесными атомами (активный контакт); 2, 3 — омические контакты; 4, 5 — вольтметры ВУ-15; 6 — двулучевой осциллограф; 7 — блок питания Б5-9; R_n — сопротивление нагрузки.

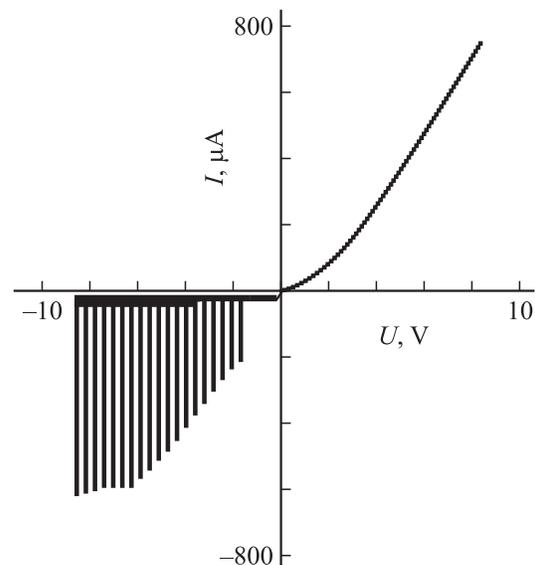


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика активного контакта.

пилообразные колебания потенциала большой амплитуды. Типичная осциллограмма колебаний тока через АК и напряжения на $p^+ - n$ -переходе приведена на рис. 3.

Физические процессы, определяющие особенность электрофизических характеристик структур, кратко рассматривались в работе [4]. Одним из наиболее важных процессов, способствующих указанным особенностям структуры, является стимулированное положительными обратными связями по току и напряжению накопление дырок в n -области структуры, существенно изменяющее структуру области пространственного заряда АК и $p^+ - n$ -перехода и, в частности, приводящее к уменьшению ее ширины.

Рассмотрим физические процессы, определяющие особенности электрофизических свойств структур.

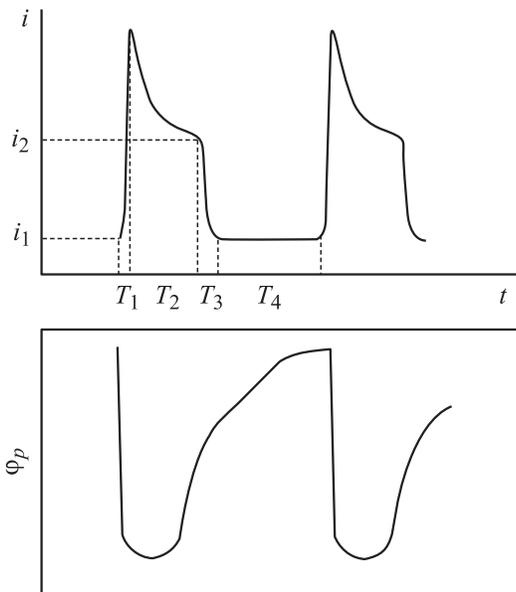


Рис. 3. Типичная совмещенная осциллограмма колебаний тока (верхняя кривая) и напряжения на $p-n$ -переходе φ_p (нижняя кривая).

Энергетическая диаграмма структуры с разомкнутой p^+ -областью при $U_a = 0$ и $U_a = U_{ак}$ и различных промежутков времени (см. рис. 3) изображены на рис. 4. При подаче на АК обратного напряжения U_a относительно базы при разомкнутом $p^+ - n$ -переходе за счет экстракции дырок из базы (контакт 2 на рис. 1) через АК возникает отрицательный градиент их концентрации вдоль базы. В результате уменьшается поток дырок из базы в p^+ -область, который был в равновесном состоянии, и встречный поток дырок из p^+ -области в базу оказывается неуравновешенным. Это приводит к появлению дырочного тока из p^+ -области в базу i_{p-n} (рис. 4, *a*) и накоплению дырок в базе, а p^+ -область распределенного $p^+ - n$ -перехода приобретает отрицательный потенциал φ_p (плавающий потенциал).

В обычных транзисторах плавающий потенциал эмиттера, возникающий при подаче на коллектор обратного напряжения при разомкнутом эмиттере, не превышает, как известно, нескольких десятков милливольт. В рассматриваемых нами структурах величина φ_p при $U_a = 3 - 15$ В может достигать значений 0.5–2 В. Это свидетельствует о значительном увеличении концентрации дырок в базе структур, что обусловлено особенно «геометрии» структуры, приводящей к появлению ряда положительных обратных связей по току, стимулирующих процесс накопления неосновных носителей в базе и тем самым увеличение φ_p . Более интенсивному, чем в обычных транзисторах, накоплению дырок в базе структуры и в области пространственного заряда (ОПЗ) активного контакта способствует падение напряжения на распределенном сопротивлении базы, которое у исследуемых структур достигает значений

в несколько кОм. Поскольку потенциал p^+ -области, вследствие ее высокой проводимости ($10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), не зависит от координаты, потенциал вдоль распределенного $p^+ - n$ -перехода при наличии тока через АК изменяется, причем чем ближе участок распределенного перехода к АК, тем меньше отрицательное значение φ_p и соответственно больше избыточная концентрация носителей в базе. В локальном участке непосредственно под АК величина φ_p может обратиться в нуль или приобрести положительное значение. Возникающее на $p^+ - n$ -переходе напряжение U_p обусловлено, таким образом, экстракцией активным контактом дырок из базы и падением напряжения на распределенном сопротивле-

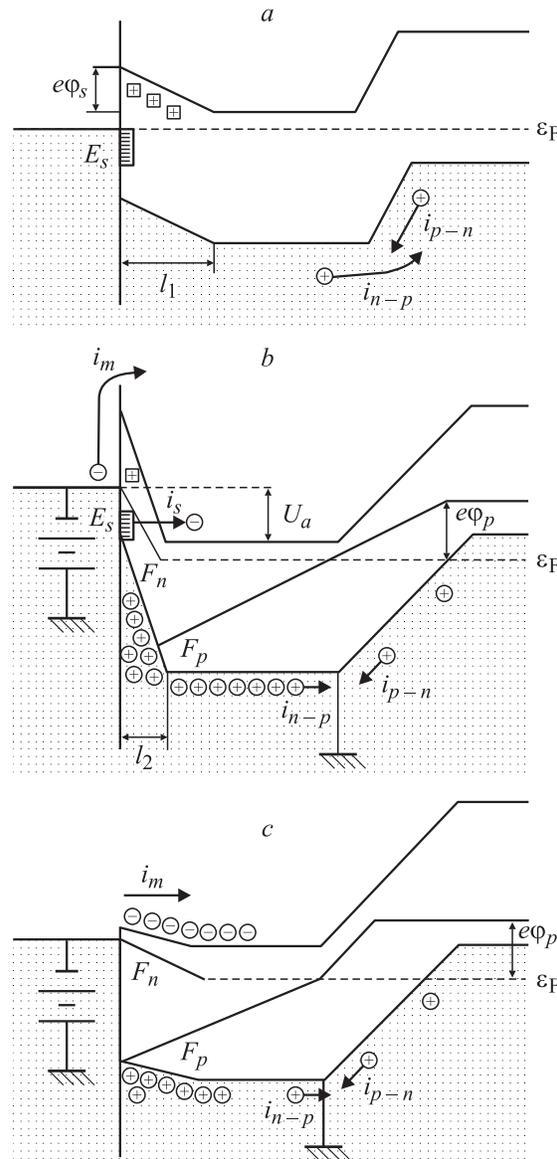


Рис. 4. Энергетическая диаграмма структуры: *a* — при $U_a = 0$; *b* — при $U_a = U_{ак}$ и $t = \tau_1$; *c* — при $U_a = U_{ак}$ и $t = \tau_3$, E_s — энергетические уровни глубоких центров, $e\varphi_s$ — высота барьера, l_1, l_2 — ширина барьера, ϵ_F — уровень Ферми, F_n и F_p — квазиуровни Ферми электронов и дырок.

нии базы, и его величина зависит от напряжения, приложенного к АК. С ростом концентрации дырок в базе увеличивается ток через АК, это приводит к увеличению U_p , что в свою очередь приводит к увеличению Δp , т.е. возникает положительная обратная связь по току, поддерживающая процесс накопления дырок в базе. Более детально процессы, приводящие к накоплению неосновных носителей в структурах с распределенным $p^+ - n$ -переходом, описаны в работе [4].

Следует особо подчеркнуть, что описанные процессы в структуре обусловлены требованиями сохранения электронейтральности каждого участка структуры и уравнивания диффузионно-дрейфовых токов через эти участки и, в частности, равенства токов i_{p-n} и i_{n-p} .

Увеличение концентрации дырок в базе структуры, связанное с рассмотренными выше процессами, вызывающее сужение ОПЗ активного контакта, приводит к увеличению напряженности поля в нем (рис. 4, *b*), и при некотором критическом напряжении на активном контакте $U_{ак}$, лежащем для различных образцов в пределах 3–15 В, происходит его туннельный пробой, обусловленный туннельной эмиссией электронов с глубоких центров, контролирующих потенциальный барьер в АК. Механизм туннельного пробоя АК структур детально обсуждался ранее в работах [8,12] и непосредственно подтверждается экспериментальными исследованиями вольт-фарадных характеристик АК [4]. Действительно, вычисленная по измеренным значениям барьерной емкости АК при значениях U_a , близких к напряжениям пробоя $U_{ак}$, ширина ОПЗ АК в результате накопления дырок сужается до значений $5 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$ см. При прикладываемых напряжениях 3–15 В напряженность поля в ОПЗ оказывается достаточной для туннельной эмиссии электронов из глубоких центров, контролирующих потенциальный барьер в АК (ток i_s , см. рис. 4, *b*). Это вызывает снижение высоты барьера и резкое увеличение тока из металла в n -область (ток i_m , см. рис. 4, *c*). В результате структура переходит в состояние, изображенное на рис. 4, *b*. После чего в результате рекомбинации избыточных электронов и дырок, а также захвата электронов на глубокие центры структура — через состояние, изображенное на рис. 4, *a*, после накопления дырок в n -области — переходит в состояние, показанное на рис. 4, *b* и т.д. В соответствии с проведенными исследованиями временным интервалам $T_1 - T_4$ на различных участках осциллограмм, приведенных на рис. 3, соответствуют следующие времена процессов: τ_1 — время туннелирования электронов с глубоких центров (ГЦ), τ_2 — время рекомбинации электронов, эмиттированных из ГЦ и металла, и накопленных в n -области дырок и связанное с этим расширение области пространственного заряда (ОПЗ), τ_3 — время захвата электронов на ГЦ и восстановление барьера АК, τ_4 — время накопления дырок в n -области структуры до начальной предпробойной концентрации и соответствующее уменьшение ширины ОПЗ.

2.3. Ранее кратко сообщалось о методе оценки параметров поверхностных центров, создающих поверхностный потенциальный барьер в контакте металл–полупроводник, по параметрам колебаний, возникающих за счет поверхностно-барьерной неустойчивости тока [13,14]. Поскольку в исследуемых нами образцах за счет введения ГЦ также создавался поверхностный потенциальный барьер, указанный метод применим и к исследуемым образцам.

Как отмечалось выше, изменению тока колебаний от значения i_1 до i_2 за время τ_3 соответствует процесс зарядки ГЦ. Поскольку спад тока во времени происходит линейно, суммарный заряд, локализованный под АК, равен

$$q_s = \frac{i_2 - i_1}{2} \tau_3, \quad (1)$$

а поверхностная плотность центров составляет

$$N_s = \frac{q_s}{e S_a}, \quad (2)$$

S_a — площадь активного контакта.

По найденному значению величины поверхностного заряда на основе известного решения уравнения Пуассона для приповерхностной области

$$q_s = 2en_i L_D \left[\gamma^{-1} \exp\left(\frac{e\phi_s}{kT}\right) - \gamma + \gamma \frac{e\phi_s}{kT} \right]^{1/2} \quad (3)$$

можно рассчитать высоту барьера ϕ_s и, зная энергетическое положение уровня Ферми в n -области ϵ_F , оценить энергетическое положение глубокого уровня E_s в запрещенной зоне полупроводника:

$$E_s = e\phi_s + \epsilon_F, \quad (4)$$

где n_i — собственная концентрация, L_D — длина Дебая, $\gamma = n_n/n_i$, n_n — концентрация электронов в n -области структуры.

Энергетическое положение глубоких уровней рассчитывалось также по значению напряженности поля E_k , соответствующему началу туннельной эмиссии электронов из ГЦ и приводящей к появлению колебаний. Величина E_k определялась по критическому значению напряжения U_k и ширине ОПЗ активного контакта l_k (рис. 4):

$$E_k = \frac{U_k}{l_k}. \quad (5)$$

Значение l_k вычислялось по измеренной барьерной емкости АК, а для расчета глубины залегания E_s использовалось соотношение, полученное в работе [12].

Как известно, время отклика барьерной емкости на приложенное напряжение при наличии в области пространственного заряда ГЦ существенно увеличивается [15]. В связи с этим процессу зарядки барьерной емкости в неравновесном режиме за время τ_3 (рис. 3) соответствует емкость C_d , которая рассчитывается по

Примесь	$N_s, \text{см}^{-2}$	$E_s, \text{эВ}$	$c_n, \text{см}^2$
Sn, Pb	$5 \cdot 10^{11} - 10^{12}$	0.17	$5 \cdot 10^{-14} - 10^{-14}$
Cd	10^{12}	0.45	10^{-14}
Ni	$2 \cdot 10^{11}$	0.35	$2 \cdot 10^{-13}$
Ni	10^{12}	0.95	$5 \cdot 10^{-14}$

соотношению

$$C_d = \frac{c_n u_n n_n \tau_3 N_s e S_d}{\varphi}, \quad (6)$$

где c_n — сечение захвата электрона на ГЦ, u_n — тепловая скорость электронов [13,14]. Величина C_d измерялась по методике, описанной в [14], и по соотношению (6) рассчитывалось значение c_n .

На образцах, имеющих АК с примесью Sn, Pb и Cd, возникала одна мода колебаний при критических напряжениях 4–4.5 В (Sn и Pb) и 8–8.5 В (Cd), а на образцах, имеющих АК с примесью никеля, наблюдалось две моды колебаний при $U_{ак1} = 4.5 - 5$ В и $U_{ак2} = 7 - 9$ В. Колебания первой моды имели сравнительно небольшую амплитуду колебаний тока i (4–5 мА), тогда как для второй моды значения i достигали величины 50 мА. Это свидетельствует о том, что атомы Ni вводят в приповерхностную область Si два типа акцепторных центров. Параметры глубоких центров, рассчитанные по описанной выше методике, приведены в таблице (отсчет глубины залегания уровня E_s — от края зоны проводимости).

3. Заключение

На основе проведенных исследований установлено, что особенность электрических характеристик структур обусловлена во многом накоплением избыточных дырок в n -области структуры. Процесс накопления большой концентрации дырок ($10^{16} - 10^{18}$) в n -области связан с особенностью геометрии и способом включения структуры (на активный контакт площадью $10^{-3} - 10^{-5} \text{см}^2$ подано обратное напряжение; распределенный по всей площади образца $p^+ - n$ -переход разомкнут) и определяется необходимостью поддержания нулевого тока через $p^+ - n$ -переход.

Накопленные в n -области структуры дырки существенно уменьшают ширину области пространственного заряда активного контакта. В результате туннельная эмиссия из глубоких центров, создающих потенциальный барьер в активном контакте и запускающая процесс колебаний, происходит при низких напряжениях. Это позволяет проводить своеобразную туннельную спектроскопию параметров глубоких центров. Приведенные в таблице значения параметров достаточно хорошо коррелируют с их известными значениями [15]. Следует особо отметить, что в активных контактах на основе никеля наблюдались две моды колебаний, поскольку

атомы никеля вводят в запрещенную зону кремния два глубоких уровня с большим сечением захвата электрона, что подтверждает достоверность рассмотренного метода определения параметров глубоких центров.

Список литературы

- [1] А.А. Кокин. Микроэлектроника, **20**, 424 (1991).
- [2] М.К. Бахадырханов, Х. Азимхужаев, Н.Ф. Зикриллаев, А.Б. Сабдуллаев, Э. Арзикулов. ФТП, **34**, 177 (2000).
- [3] М.К. Бахадырханов, У.Х. Курбанова, Н.Ф. Зикриллаев. ФТП, **33**, 25 (1999).
- [4] Б.С. Муравский, Г.П. Рубцов, Л.Р. Григорьян, О.Н. Куликов. Журнал радиоэлектроники, № 10 (2000). <http://jre.cplire.ru/win/oct00/2/text.html>.
- [5] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, А.В. Абдул, Л.И. Рябова. ФТП, **31**, 2 (1997).
- [6] Ю.К. Пожела. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках (М., Наука, 1976).
- [7] Б.С. Муравский, В.И. Кузнецов, Г.И. Фризен, В.Н. Черный. ФТП, **6**, 2114 (1972).
- [8] Б.С. Муравский, В.Н. Черный, И.Л. Яманов, А.Н. Потапов, М.А. Жужа. Микроэлектроника, **18** (4), 304 (1989).
- [9] V.S. Muravskiy, O.N. Kulikov. Proc. 1999 Int. Semiconductor Device Research Symposium (University of Virginia) p. 160.
- [10] Л.Р. Григорьян, Б.С. Муравский, И.Л. Яманов. Тр. межд. форума по проблемам науки, техники и образования (М., 1997) с. 48.
- [11] V.S. Muravskiy, L.R. Grigorian. Proc. 1997 Int. Semiconductor Device Research Symposium (University of Virginia) p. 233.
- [12] В.Т. Долуденко, Б.С. Муравский. Поверхность. Физика, химия, механика, **18**, 28 (1985).
- [13] Б.С. Муравский. ФТТ, **7**, 334 (1965).
- [14] Б.С. Муравский. ФТП, **11**, 1010 (1977).
- [15] А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках (М., Мир, 1977).

Редактор Т.А. Полянская

Recombination instability of a current in epitaxial $p^+ - n$ -structures

B.S. Muravskiy, O.N. Kulikov, V.N. Chernyi

Kuban State University,
350040 Krasnodar, Russia