

06;12

Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами. Условия вхождения в динамический пробой при выключении

© А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 8 декабря 2008 г.)

Предложена универсальная компактная методика расчета условий динамического лавинного пробоя биполярных переключателей с $p^+n_0(p_0)pn^+$ -структурой и с распределенными микрозатворами при их запираии в цепи с резистивной нагрузкой. Получаемые условия определяют ограниченную пробоем предельную коммутируемую мощность конкретного прибора. Представлены примеры расчета границ области безопасной работы по току и напряжению и предельной мощности для структур Si и 4H-SiC. Установлено, что в наибольшей степени подвержены пробоем структуры с затворами, которые при запираии экстрагируют неосновные носители, причем того типа, который обладает более высоким коэффициентом ударной ионизации, т.е. электроны из p_0 -базы для кремния, или дырки из n_0 -базы для 4H-SiC. Напротив, наиболее устойчивы к пробоем еще не получившие распространения структуры с затворами противоположного типа, т.е. для случая Si — экстрагирующими дырки из p_0 -базы, а для 4H-SiC — экстрагирующими электроны из n_0 -базы. Показано, что при реализации таких конструкций для Si-переключателей с напряжением переключения $U_{\max} \sim 5-7$ kV максимальная мощность, приведенная к единице площади, может быть увеличена от обычного уровня ~ 200 kJ/cm² до нового теоретического предела $\sim 0.7-1.0$ MW/cm², а для переключателей на основе 4H-SiC с $U_{\max} \sim 4.5-10$ kV этот предел может достигать 200 MW/cm² и выше.

PACS: 72.20.Ht, 77.22, 85.30.-z, 85.30.Rs

Введение

Гибридизация кремниевых биполярных и МОП транзисторных технологий в силовой полупроводниковой электронике [1–3] открыла возможность для разработок и промышленного освоения мощных быстродействующих переключателей нового поколения — транзисторных и тиристорных модулей с полевым управлением и силовых микросхем с изолированными затворами на основе кремниевых [3–7] и SiC-структур [3,8,9] (далее — класс биполярных переключателей с распределенными микрозатворами, или БПМЗ). Общим и актуальным для всего класса является вопрос о дальнейшем увеличении коммутируемой мощности $P_{\max} = U_{st}J_0S$ (U_{st} — напряжение блокировки, J_0 — плотность тока во включенном состоянии, S — рабочая площадь прибора). На этом пути, однако, видятся принципиальные ограничения, связанные с так называемыми динамическим лавинным пробоем при выключении БПМЗ по затвору [10–14]. Внешний признак этого явления выражается в том, что оно возникает при плотностях тока, сравнимых с J_0 , и при напряжениях, меньших U_{st} .

Сам эффект снижения порога динамического пробоя по напряжению относительно статического был впервые обнаружен при восстановлении высоковольтного диода со слаболегированной n -базой [15]. Вскоре в работе [16] было показано теоретически, что такой эффект возможен благодаря сильным искажениям электрического поля распределенными зарядами экстрагируемых неосновных носителей (дырок), совпадающими по знаку

с зарядами ионизированных доноров в канале экстракции. Это приводит к появлению больших локальных полей $\sim 2 \cdot 10^5$ V/cm и к развитию лавинного пробоя там, где распределение поля вдоль направления протекания тока имеет максимум. Проблемы динамического лавинного пробоя (ДЛП) приборов класса БПМЗ интенсивно изучались еще на этапе их первичных разработок (см. [10] и приводимые так ссылки). Результатом этого периода явилось промышленное освоение приборов с рабочим напряжением от сотен вольт до 2–3 kV, которые вскоре вытеснили полупроводниковые переключатели всех других типов из преобразовательной техники малой и средней мощности. Тем не менее исследование ДЛП остается актуальным и поныне, когда с целью освоения более высоких мощностей во многих научно-производственных центрах мира возобновились попытки увеличения рабочего напряжения БПМЗ выше 4–5 kV [11–13].

В настоящее время для описания условий динамического лавинного пробоя широко практикуется его полномасштабное имитационное моделирование в отдельных конструкциях БПМЗ и диодов. При этом должная интерпретация получаемых расчетных материалов зачастую оказывается практически невозможной без параллельного построения упрощенных аналитических моделей (см., например, работы [13,17]). Однако подобные модели носят слишком конкретизированный характер. Например, аналитическое определение величины ограниченной пробоем мощности $P_{\max} < 200$ kW/cm², данное в [13] для кремниевых транзисторов и тиристо-

ров с МОП-затворами, строго справедливо только для конструкций, не имеющих буферного слоя в слаболегированной базе, работающих в схеме с индуктивной нагрузкой и только при плотностях тока, когда концентрация в слое пространственного заряда блокирующего $p-n$ -перехода многократно превышает концентрацию легирования базы.

А тем временем в связи с продолжающимися исследованиями возможностей улучшения технических характеристик БПМЗ (увеличения блокируемого напряжения и рабочей частоты), с началом освоения силовой электроникой широкозонных материалов [3,8,9], а также с появлением ряда новых идей [14,18], реализуемых в конструкциях с буферными слоями, возникает необходимость обобщения теоретических критериев ДЛП на более широкий круг технических задач. В настоящей работе выполняется такое обобщение и даны соответствующие аналитические и численные иллюстрации.

1. Связь физической картины динамического лавинного пробоя с конструктивными особенностями БПМЗ

Рассмотрим общие черты процесса выключения пробоя класса БПМЗ в плане поставленной выше задачи. В исходном включенном состоянии, благодаря двойной инжекции носителей из катодного и анодного эмиттеров, высокоомная база прибора заполнена электронно-дырочной плазмой. Процесс выключения БПМЗ начинается после подачи на затвор запирающего управляющего импульса. Независимо от конкретной конструкции затвора его запирающее действие заключается в прерывании инжекции носителей из управляемого им эмиттера и экстракции из плазмы носителей противоположного знака. Как следствие этого со стороны затвора зарождается слоевой домен сильного поля, оттесняющий при своем расширении остаточную плазму вглубь базы. По мере набора напряжения на домене происходит ограничение тока через нагрузку и при исключении стадии электрического пробоя (путем ограничения коммутируемого тока или напряжения) происходит восстановление блокирующих свойств БПМЗ.

Далее будут анализироваться только конструкции с буферными слоями в высокоомной базе (ВБ) как наиболее перспективные для высоковольтных разработок. Для таких конструкций возможны четыре комбинации типа затвора (управление катодным или анодным эмиттером) и типа проводимости ВБ (n - или p -тип), особенности которых поясняются на рис. 1. Рассмотрим каждый из вариантов детально.

Вариант 1

В правом фрагменте (а) на рис. 1, случай 2, условно показаны распределения концентраций и поля в БПМЗ

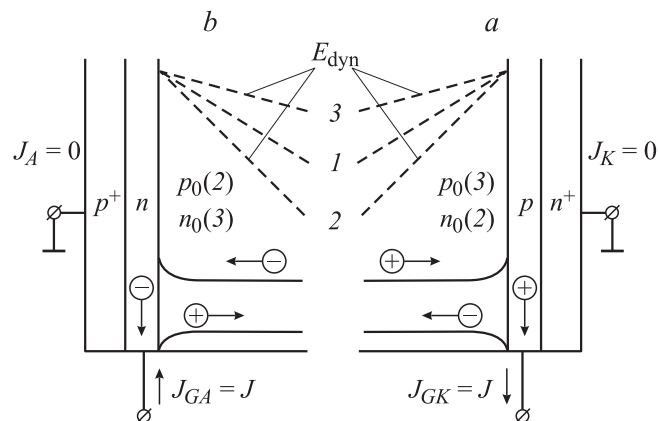


Рис. 1. Четыре возможные комбинации типа затвора и типа экстрагируемых носителей. Катодный затвор (справа) всегда экстрагирует дырки, анодный (слева) — электроны. Для распределений поля: 1 — $J = 0$; при $J \neq 0$ экстрагируются 2 — неосновные и 3 — основные носители.

с $p^+nn_0pn^+$ -структурой и катодным затвором, который управляет инжекцией электронов из катодного эмиттера справа, а при выключении экстрагирует дырки из ВБ n_0 -типа. Такая конструкция является классической для кремниевых БПМЗ существующих типов.

Вариант 2

В левом фрагменте (b) на рис. 1, случай 2, показаны распределения концентраций в $p^+np_0pn^+$ -структуре с ВБ p_0 -типа, которая, в частности, выбрана за основу в 4H-SiC-тиристорах [3,8,9]. Эта структура имеет ВБ и затвор со стороны анода (слева). Ее выключение осуществляется за счет экстракции в затвор электронов.

В обоих вариантах конструкций геометрическая граница коллектора расположена со стороны затвора. При этом из ВБ экстрагируются неосновные носители, заряды которых всегда складываются с зарядами ионизированной примеси в домене. Очевидно, что при одинаковых напряжениях на домене максимальное поле при наличии тока всегда будет выше, чем в „бестоковых“ состояниях блокировки. И напротив, условия для начала лавинного пробоя в динамике будут возникать при напряжениях, меньших напряжения статического пробоя. Этот факт иллюстрируется на рис. 1 различными наклонами распределения поля в окрестностях затворов в стационарных (линии 1) и нестационарных (линии 2) условиях.

С другой стороны, конструкцию БПМЗ можно изготовить так, чтобы знаки экстрагируемых носителей не совпадали со знаком ионизированной примеси, и в этом случае следует ожидать менее крутые наклоны полевых распределений при одинаковом максимальном поле в домене (распределения 3 на рис. 1). Значит, и порог динамического пробоя по напряжению теперь окажется более высоким. Эту рекомендацию можно осуществить

в двух модифицированных вариантах конструкции, в которых меняются роли слоев более сильного легирования на внешних границах ВБ.

Вариант 3

Модифицированная конструкция с $p^+np_0pn^+$ -структурой с ВБ p_0 -типа и с катодным затвором, примыкающим к буферному p -слою, фрагмент (а), случай 3. При ее выключении экстрагируются дырки.

Вариант 4

Модифицированная конструкция с $p^+nn_0pn^+$ -структурой и с ВБ n_0 -типа, но имеющая анодный затвор, примыкающий к буферному n -слою, фрагмент (б), случай 3. В этом случае экстрагируются электроны. Этот вариант с указанием других потенциальных возможностей такой конструкции был недавно предложен в работе [18].

В последних двух конструкциях коллекторный переход расположен на удаленной от затвора границе ВБ, и блокирующий домен претерпевает более сложную эволюцию: максимум поля в его координатном распределении сначала расположен у затвора, но при переходе к состоянию блокировки этот максимум переходит в плоскость коллектора. Влияние этого эффекта на границы области безопасной работы БПМЗ по допустимому току и напряжению обсудим после выполнения соответствующих расчетов.

Необходимо заметить, что строгое количественное определение условий вхождения в динамический пробой с последующим выходом за пределы области безопасной работы (ОБР) требует решения вопроса о пространственной неустойчивости однородного распределения тока по площади БПМЗ. Обычно считается, что быстрое развитие локализаций тока происходит вследствие того, что для однородного пробоя возможны состояния с отрицательным дифференциальным сопротивлением [10–13,16]. Это, однако, не бесспорно, поскольку имеются надежные доказательства, что неустойчивость и шнурование тока может иметь место и в системах с положительным дифференциальным сопротивлением [19].

В работе [20] было доказано, что порог неустойчивости тока при квазистатическом обратном пробое p – n -переходов понижается для поперечных флуктуаций с длиной волны, меньшей толщины области объемного заряда. Недавно возможность развития такой неустойчивости была принципиально доказана и для режимов с большим током [21]. Тем не менее строгой теории, способной указывать практические условия вхождения БПМЗ в динамический лавинный пробой, в настоящее время не существует.

В последующих параграфах предлагается упрощенная, но универсальная аналитико-численная методика, позволяющая выполнять оценочное сравнение всевозможных вариантов конструкций БПМЗ по предельной мощности, ограниченной вхождением в ДПП, без решения

нестационарной пространственно-распределенной задачи. В основе предлагаемого подхода лежит аналитическое определение зависимости максимального поля в домене от тока и напряжения, приближенное вычисление ионизационного интеграла и последующее введение основанного на качественных выводах работы [17] условия начала пробоя как смены тенденции спада локальной плотности тока в плоскости максимального поля на ее нарастание.

2. Аналитическая модель ранней стадии динамического пробоя

В рамках поставленной задачи о начале ДПП предполагается, что характерные поля на большей части полевого домена значительно превышают уровни, при которых насыщаются скорости дрейфа электронов $v_n \rightarrow v_{ns}$ и дырок $v_p \rightarrow v_{ps}$. При этом в пренебрежении токами смещения, а также рекомбинацией и диффузией в домене, можно считать, что токи проводимости постоянны по координате x , и тогда связи концентраций свободных дырок p и электронов n с соответствующими значениями плотности токов $J_{p,n}$ приобретают вид

$$\{p, n\} = \frac{J_{p,n}}{qv_{ps,ns}}. \quad (1)$$

Далее анализируется номинальный режим управления БПМЗ, в котором затвор переключателя полностью прерывает инжекцию носителей из управляемого им эмиттера еще до момента зарождения домена сильного поля.¹ Здесь предполагается, что вхождение в динамический пробой может быть обнаружено еще при малых значениях плотности токов ионизации, когда дополнительные заряды, порождаемые этими токами, еще малы на фоне суммы зарядов ионов примеси в ВБ и носителей, экстрагируемых через домен в затвор. Плотность токов экстракции J_p или J_n в таком приближении может быть приравнена приведенному к единице площади БПМЗ току в цепи нагрузки $J = I_l/S$ на протяжении всего анализируемого периода выключения, включая начальную стадию ДПП. С учетом этого уравнение Пуассона в полевом домене имеет вид

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\pm J \pm qN_0v_s}{\epsilon v_s}. \quad (2)$$

Здесь q — заряд электрона, ϵ — абсолютная диэлектрическая проницаемость материала, N_0 — концентрация легирования ВБ, φ — локальный потенциал. Выбор знаков в (2) определяется знаками свободных и встроенных зарядов, а значение v_s — типом носителей.

Решения уравнения (2) для структур с буферным слоем зависят от того, занимает полевой домен только часть

¹ Именно такой режим, как доказано на практике, является наиболее эффективным для повышения коммутируемой мощности, быстродействия и надежности.

высокоомного слоя или имеет место полный полевой прокол этого слоя и толщина домена равна толщине высковольтной базы w_0 . В первом случае можно считать, что поле на границе между доменом и плазмой равно нулю. При этом имеют место следующие взаимосвязи между мгновенными значениями толщины домена w_F , напряжения U_F , максимального поля E_F и плотности экстракционного тока J :

$$w_F = \frac{E_F \varepsilon v_s}{J \pm qN_0 v_s}, \quad E_F = \sqrt{\frac{2U_F(J \pm qN_0 v_s)}{\varepsilon v_s}}. \quad (3)$$

Условие полевого прокола начинает выполняться при $w_F = w_0$, что дает для напряжения прокола

$$U_{pt} = \frac{J \pm qN_0 v_s}{2\varepsilon v_s} w_0^2. \quad (4)$$

Во втором случае, для состояний с проколом $U_F > U_{pt}$, зависимость мгновенного значения максимального поля от напряжения и тока принимает вид

$$E_F = \frac{1}{w_0} (U_F + U_{pt}). \quad (5)$$

В частности, для напряжения статической блокировки $U_{st} = U_F (J = 0)$ из условий (3) и (5) легко определить зависимость максимального поля коллектора от этого напряжения

$$E_{st}(U_{st} \leq U_{pt}) = \sqrt{\frac{2qN_0 U_{st}}{\varepsilon}},$$

$$E_{st}(U_{st} \geq U_{pt}) = \frac{1}{w_0} (U_{st} + U_{pt}). \quad (6)$$

Следует заметить, что мгновенное значение напряжения на домене в общем случае зависит от характера цепи нагрузки. Чтобы акцентировать особенности физических процессов в полупроводниковой структуре при ее вхождении в пробой, нами рассматривается только случай с чисто резистивной нагрузкой. В этом случае напряжение на приборе $U \cong U_F$ жестко связано с начальным J_0 и текущим значениями плотности тока условием

$$U(J, J_0) = U_{st} \left(1 - \frac{J}{J_0}\right). \quad (7)$$

Фигурирующая здесь величина начального тока J_0 может независимо варьироваться в широких пределах путем изменения сопротивления нагрузки R в условии $U_{st} \cong RJ_0$.

Подставив правую часть выражения (7) в формулы (3) и (5), можно определить зависимость максимального поля в домене от мгновенного значения тока

$$E_F = \sqrt{\frac{2U_{st}(J_0 - J)(J \pm qN_0 v_s)}{\varepsilon v_s J_0}}, \quad U_F < U_{pt}, \quad (8)$$

$$E_F = \frac{1}{w_0} \left[U_{st} \left(1 - \frac{J}{J_0}\right) + U_{pt}^{\text{dyn}} \right], \quad U_F < U_{pt}. \quad (9)$$

В принятом приближении о малости плотности дополнительных зарядов, порождаемых лавинной инжекцией, по сравнению с суммарным зарядом примеси и экстрагируемых носителей, не учитываются дополнительные искажения поля этими зарядами и полагается, что в области умножения, расположенной вблизи плоскости максимального поля, дивергенция поля определяется плотностью тока в толще ВБ и равна $E'_x(J, J_0, N_0) = (J \pm qN_0 v_s)/\varepsilon v_s$. При этом для ионизационных токов справедливы представления через ионизационные интегралы I_p и I_n для случаев, когда пробой инициируется соответственно дырочным или электронным экстракционными токами [22]:

$$I_p(J, J_0, N_0) = \int_0^{w_F} \alpha_p \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx, \quad (10)$$

$$I_n(J, J_0, N_0) = \int_0^{w_F} \alpha_n \exp \left[- \int_x^{w_F} (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx, \quad (11)$$

где

$$\alpha_{p,n} = \alpha_{p,n}^\infty \exp [E_{p,n}^\infty / E_0 (1 - x E'_x / E_0)]$$

— коэффициенты ударной ионизации для дырок и электронов, $\alpha_{o,n}^\infty$ и $E_{p,n}^\infty$ — эмпирические параметры материала.

На этом этапе условимся считать, что момент начала динамического лавинного пробоя наступает при смене тенденции спада суммарной (включающей и лавинную добавку) плотности тока в плоскости максимального поля J_Σ на ее нарастание. Такое определение напоминает условие пробоя, введенное ранее в работе [17] и относящееся к плотности тока через домен, не зависящей от продольной координаты и однородно распределенной по площади. В отличие от этого наше определение, основанное на качественных результатах работы [21], не только не предполагает сохранения однородности тока по площади, но допускает малые отклонения от нее на уровне неоднородной по площади флуктуации, но только в слоях с наиболее интенсивным умножением. В первом приближении искомая плотность тока с учетом такой флуктуации равна

$$J_\Sigma|_{p,n} = J_{p,n} [1 + I_{p,n}(J, J_0, N_0)], \quad (12)$$

где $J_{p,n} = J$ — однородная по площади плотность тока в толще ВБ. Скорость изменения переменной J_M определяется выражением

$$\frac{dJ_\Sigma}{dt} = \frac{dJ_\Sigma}{dJ} \frac{dJ}{dt}, \quad (13)$$

и поскольку в нашей задаче подразумевается, что $dJ/dt < 0$, условием начала пробоя в таком определении является, очевидно, неравенство

$$\frac{dJ_\Sigma}{dJ} < 0. \quad (14)$$

Условие (14) начинает выполняться при некоторых критических комбинациях питающего напряжения U_{st}^{cr} и начальной плотности тока J_0^{cr} . После численного нахождения этих параметров предельная мощность, ограниченная началом ДЛП, может быть вычислена по формуле

$$P_{max} = U_{st} J_0^{cr}. \quad (15)$$

3. Результаты и анализ численных расчетов

В аналитическом аппарате разработанной методики фигурирует всего девять варьируемых параметров. Шесть из них определяют физические свойства материала конструкции. Это значения ϵ , насыщенной скорости дрейфа v_s для экстрагируемых носителей, а также параметры $\alpha_{p,n}^\infty$ и $E_{p,n}^\infty$ в формуле для коэффициентов ионизации. Еще три — толщина ВБ w_0 , концентрация и тип легирующей примеси в этой базе $N_0 = N_d$ или $N_0 = N_a$, а также тип затвора (катодный или анодный) определяют исследуемую конструкцию. Наконец, оставшиеся два характеризуют внешнюю цепь — питающее напряжение U_{st} и сопротивление нагрузки, приведенное к единице площади БПМЗ и задающее начальную плотность тока J_0 . Эта методика позволяет давать оперативные оценки условий вхождения прибора класса БПМЗ в динамический лавинный пробой как критических сочетаний параметров U_{st} и J_0 для конструкции с любой из четырех комбинаций типа затвора и типа легирования ВБ при использовании сравнительно простых вычислительных средств.

Далее иллюстрируются примеры расчета условий ДЛП для кремниевых и SiC-структур. В расчетах используются следующие входные параметры материалов. Для кремния принято: $\epsilon = 1.04 \cdot 10^{-12}$ F/cm, $v_{sn} = 1.07 \cdot 10^7$ cm/s, $v_{sp} = 8.37 \cdot 10^6$ cm/s; для 4H-SiC-структур: $\epsilon = 8.55 \cdot 10^{-13}$ F/cm, $v_{sn} = v_{sp} = 2 \cdot 10^7$ cm/s. Параметры $\alpha_{n,p}^\infty$ и $E_{p,n}^\infty$, характеризующие локальную ударную ионизацию для этих материалов, приведены в таблице (для материала 4H-SiC используются данные для кристаллографического направления $\langle 0001 \rangle$).

Материал	$\alpha_n^\infty, \text{cm}^{-1}$	$E_n^\infty, \text{V/cm}$	$\alpha_p^\infty, \text{cm}^{-1}$	$E_p^\infty, \text{V/cm}$
Si [23]	$6.3 \cdot 10^5$	$1.23 \cdot 10^6$	$1.74 \cdot 10^6$	$2.18 \cdot 10^6$
4H-SiC [24]	$7.26 \cdot 10^6$	$2.34 \cdot 10^7$	$6.85 \cdot 10^6$	$1.41 \cdot 10^7$

Согласно введенному выше определению, выполнение условия (14) регистрируется при варьировании параметра J_0 в зависимости $J_\Sigma(J, J_0)$ как момент ее перехода от монотонной формы к немонотонной.

На рис. 2 приведен пример такой зависимости для кремниевого БПМЗ с базой n_0 -типа и катодным затвором, экстрагирующим дырки, при заданном значении

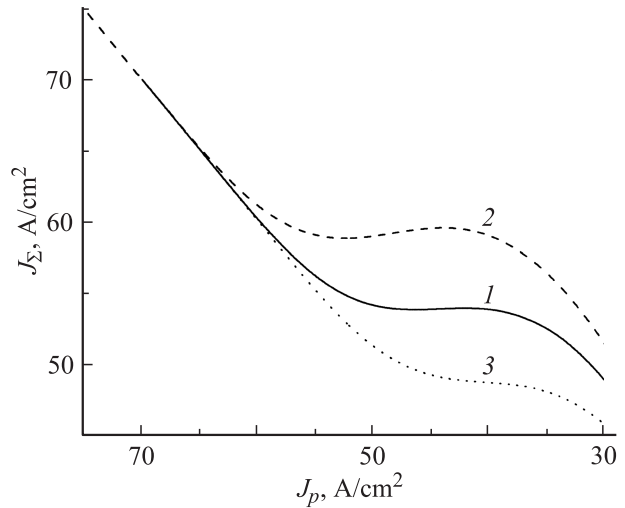


Рис. 2. К определению момента начала динамического пробы по условию $dJ_\Sigma/dJ = 0$. 1 — $J_0 = J_0^{cr}$, 2 — $J_0 > J_0^{cr}$, 3 — $J_0 < J_0^{cr}$.

$U_{st}^{cr} = 4$ kV. В данном случае искомым момент обнаруживается при $J_0^{cr} = 65$ A/cm² при вариации величины J_0 в интервале от 60 до 75 A/cm². Подобное вычисление приводилось в последующих расчетах для каждой из точек кривых критических токов и мощностей P_{max} .

Прежде чем перейти к конкретным иллюстрациям, заметим, что область изменения рабочих напряжений для БПМЗ, работающего в цепи с резистивной нагрузкой, всегда ограничена сверху напряжением статического пробы блокирующего p - n_0 - или p_0 - n -перехода коллектора U_{st}^{cr} , положение которого, как уже отмечалось, может совпадать (при экстракции неосновных носителей), или не совпадать (при экстракции основных носителей) с плоскостью максимального поля в призатворной области. Нами даются необходимые оценки величины U_{st}^{cr} на основе условия (14), анализируемого в пределе малых токов экстракции для случаев, когда экстрагируются неосновные носители. Вычисления производятся путем одновременного варьирования величины U_{st}^{cr} и J_0^{cr} . При этом ищутся максимальные значения U_{st}^{cr} при снижении пробных значений J_0 до величин порядка ~ 1 – 10 $\mu\text{A/cm}^2$, когда их дальнейшее уменьшение уже перестает сказываться на вычисляемом U_{st}^{cr} . Интересно, что расчет пробивного напряжения этим способом для резко несимметричных p - n -переходов обнаруживает заметное отличие этой величины для случаев p - n_0 - и p_0 - n -переходов. При этом оказывается, что для кремния пробивное напряжение перехода первого типа на несколько процентов ниже, чем второго, тогда как для материала SiC имеет место обратное соотношение. Сам факт такого различия по его знаку и величине указывался ранее в работе [23]. Предложенное в [23] объяснение заключается в том, что в ходе электронно-дырочного умножения более активную роль играют те носители, которые имеют более низкие значения параметра E_n^∞ в

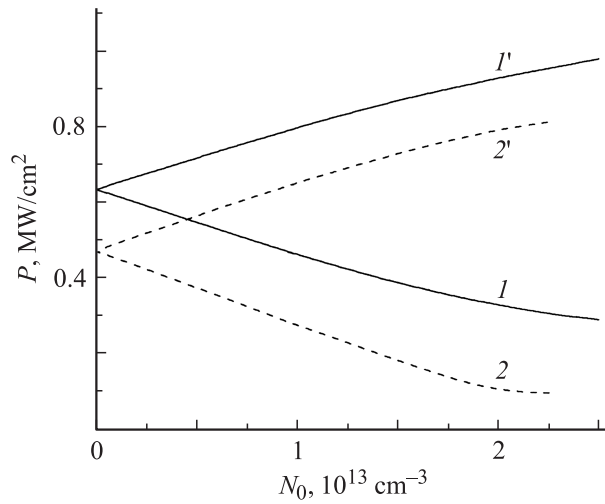


Рис. 3. Зависимости предельной коммутируемой мощности для БПМЗ на основе Si-структуры с $w_0 = 450 \mu\text{m}$ от уровня N_0 и типа легирования высокоомной базы, а также от типа экстрагируемых носителей.

экспоненциальной формуле для коэффициента ударной ионизации.

Расчетные зависимости предельной мощности (выражение (15)) кремниевого БПМЗ от уровня N_0 в режиме с некоторым запасом по статическому пробую $U_{st} = 0.9U_{st}^{cr}$ приведены на рис. 3 для случая $w_0 = 450 \mu\text{m}$. Цифрами помечены варианты, когда в затвор экстрагируются дырки (сплошные кривые 1, 1') или электроны (штриховые линии 2, 2'), и когда экстрагируемые носители являются неосновными (1, 2) или основными (1', 2') относительно типа легирования базы. Сначала для каждого значения N_0 по вычисляемому напряжению пробоя коллекторного $p-n_0$ - или p_0-n -перехода определялась величина U_{st}^{cr} . После этого для каждой точки N_0 задавалось редуцированное значение рабочего напряжения U_{st} , затем численно находилось то значение $J_0 = J_{cr}$, при котором удовлетворялось условие (14).

Установленные по U_{st}^{cr} верхние пределы области изменения N_0 на графиках рис. 3 составили $2.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ для случая экстракции дырок, и $2.25 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ — для случая экстракции электронов. Далее видно, что всюду по N_0 , за исключением интервала $N_0 < 4.5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$, варианты конструкций, где экстрагируются неосновные носители, характеризуются меньшей предельной мощностью, чем те, где экстрагируются основные носители. Так, при $N_a = 2.25 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ в случае экстракции электронов из p_0 -базы предельная мощность составляет всего $\sim 100 \text{kW/cm}^2$, хотя при экстракции дырок из n_0 -базы этот параметр возрастает до 290kW/cm^2 . Как и ожидалось при постановке задачи, в случае реализации условий экстракции основных носителей предел коммутируемой мощности значительно возрастает. В частности, для $p^+nn_0pn^+$ -структуры с анодным затвором, экстрагирующим электроны, при легировании p_0 -

базы $N_0 = 2.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ предельная мощность достигает 810kW/cm^2 , а для $p^+np_0pn^+$ -структуры с катодным затвором, экстрагирующим дырки, при таком же легировании высокоомной базы мощность может быть увеличена вплоть до 980kW/cm^2 .

Далее на рис. 4–7 показаны результаты расчета границ области безопасной работы, обусловленных началом вхождения в ДЛП, для БПМЗ со структурами на основе кремния и карбида кремния. Эти границы определяются как критические комбинациями величин $U_{st} < U_{st}^{cr}$ и J_0 , рассчитываемые на основе условия (14) при конкретных сочетаниях параметров материала и варианта конструкции. Для каждого из рисунков этой группы случаям экстракции дырок из n_0 -базы соответствуют кривые 1, их экстракции из p_0 -базы — кривые 2. Соответственно кривые 3 относятся к случаям экстракции электронов из p_0 -базы, а кривые 4 — к экстракции электронов из n_0 -базы.

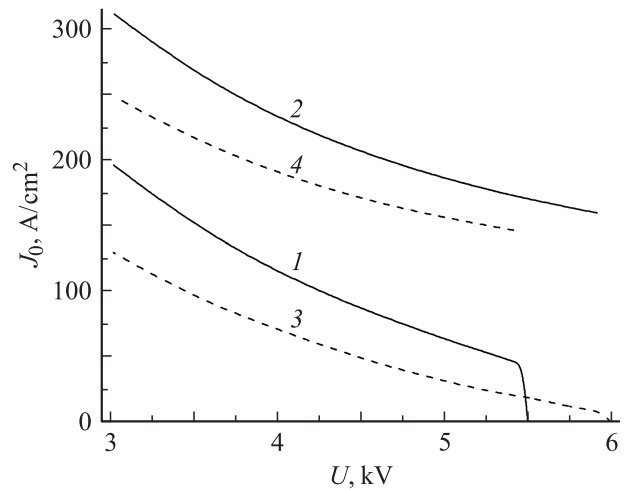


Рис. 4. Границы области безопасной работы для БПМЗ на основе Si-структуры с $N_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ при напряжениях $U_{st} < U_{st}^{cr}$ в пространстве параметров $\{U_{st} - J_0^{cr}\}$.

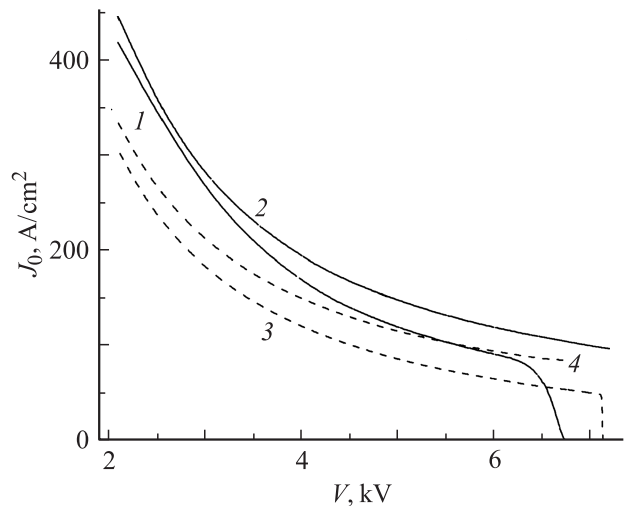


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, при $N_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$.

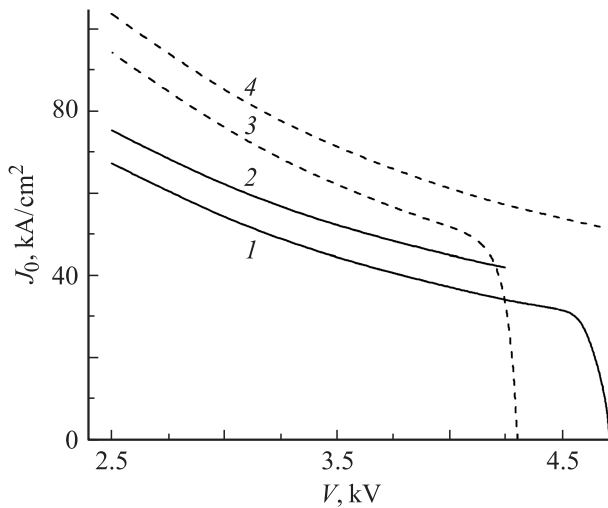


Рис. 6. Границы области безопасной работы для БПМЗ на основе материала 4H-SiC с $w_0 = 20 \mu\text{m}$.

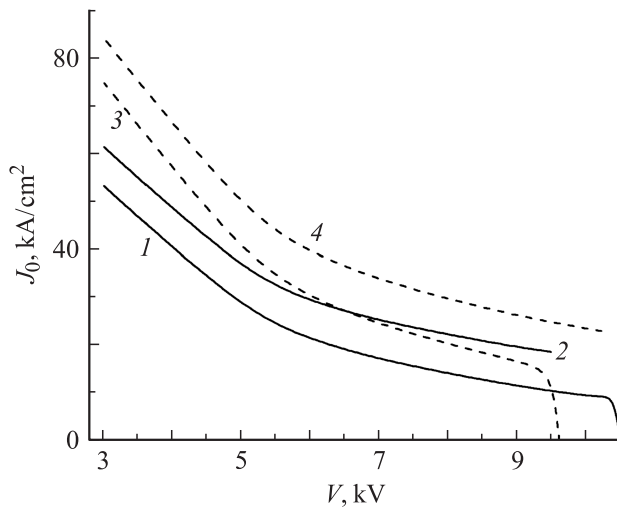


Рис. 7. То же, что на рис. 6, при $w_0 = 50 \mu\text{m}$.

Заметим, что общим качеством, как для случая кремния, так и карбида кремния, независимым от конструкций и типов экстрагируемых носителей, является то, что критические значения $J_0(U_{\text{st}})$ монотонно увеличиваются при снижении рабочего напряжения. Обращает на себя внимание то, что при увеличении U_{st} на всех рисунках этой группы наблюдается плавное снижение кривых 1 и 3, иллюстрирующих случаи экстракции неосновных носителей, до стремящихся к нулю значений $J_0(U_{\text{st}})$ в точках с некоторым напряжением, которое и принимается за порог статического пробоя $U_{\text{st}}^{\text{cr}}$. В соответствии с обсужденными выше особенностями p - n_0 - и p_0 - n -переходов видно, что величина напряжения статического пробоя $U_{\text{st}}^{\text{cr}}$ для кремниевых БПМЗ с p - n_0 -переходом, экстрагирующим дырки (кривые 1), всегда меньше, чем для приборов с p_0 - n , экстрагирующим электроны (кри-

вые 3). И напротив, для структур на основе материала 4H-SiC обнаруживается обратное соотношение.

Что касается количественных особенностей в положении границ области безопасной работы, обсудим их для каждого из этой группы рисунков отдельно.

На рис. 4 показаны результаты расчета критических зависимостей $J_0(U_{\text{st}})$ для структуры с $w_0 = 450$ и $N_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (типовой уровень легирования для БПМЗ с напряжением переключения 5–6 kV). Для такой структуры значения предельной мощности при допусимом на практике статическом напряжении $U_{\text{st}} = 0.9U_{\text{st}}^{\text{cr}}$, в соответствии с кривыми на рис. 3, лежат в интервале между минимальным значением $W = 100 \text{ kW/cm}^2$ для варианта, в котором осуществляется экстракция электронов из p_0 -базы, и максимальным $W = 920 \text{ kW/cm}^2$, когда из p_0 -базы экстрагируются дырки. При этом для структур с катодным затвором, экстрагирующим дырки, переход от варианта с базой n_0 -типа к варианту с базой p_0 -типа дает выигрыш по мощности 2.8 раза.

Для границ динамического пробоя при напряжениях $U_{\text{st}} < U_{\text{st}}^{\text{cr}}$ наилучшие результаты принадлежат случаям, когда экстрагируются основные носители (кривые 2 и 4). При напряжениях, примерно в 2 раза меньших, чем напряжение статической блокировки (обычного технического ограничение для эксплуатации БПМЗ в широтно-импульсных частотных устройствах), наименьшее значение тока $J_0^{\text{cr}} \approx 120 \text{ A/cm}^2$ соответствует случаю экстракции электронов из p_0 -базы (кривая 3), немного более высокое $\approx 190 \text{ A/cm}^2$ реализуется, когда неосновными экстрагируемыми носителями являются дырки (кривая 1). Несколько лучший результат — $\approx 240 \text{ A/cm}^2$ — имеет место, если основными экстрагируемыми носителями становятся электроны (кривая 4). Наконец, наибольшим критическим током $J_0 = 310 \text{ A/cm}^2$ характеризуется вариант, в котором из p_0 -базы экстрагируются дырки (кривая 2).

Заметим, что точки для отдельных кривых $J_0(U_{\text{st}})$, которые образуют пары, относящиеся к экстракции неосновных и основных носителей (соответственно пары 1–2 и 3–4), заметно разнесены по оси тока. Это объясняется тем, что в исследуемой области изменения J_0 для данной структуры концентрации подвижных носителей остаются сравнимыми с концентрацией легирования базы $p, n = J_0/qv_s \sim N_0$. Поэтому, очевидно, условия пробоя сильно зависят от того, совпадают знаки зарядов экстрагируемых носителей и ионов примеси или нет. Действительно, для самого высокого из полученных значений $J_0 = 310 \text{ A/cm}^2$ концентрация свободных дырок в домене составляет $p = J_0/qv_s < 1.9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, т.е. превышает уровень N_0 не более чем на порядок, а в остальных случаях, даже при малых U_{st} , вычисляемые концентрации свободных носителей оказываются более низкими. Поскольку при уменьшении плотности тока относительные вклады заряда ионов примеси в полную плотность заряда в полевом домене увеличиваются, то расстояние между критическими точками $J_0(U_{\text{st}})$ между отдельными линиями в каждой из пар кривых

1–2 или 3–4 увеличивается при возрастании рабочего напряжения и, напротив, снижается при уменьшении последнего. Итак, для структур с относительно высоким легированием высокоомной базы тип экстрагируемых носителей (основные или неосновные) сильно влияет на предельную коммутируемую мощность.

На рис. 5 построены теоретические границы ОБР для кремниевой структуры с той же толщиной, что и раньше, но с уменьшенным до $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ легированием ВБ. Эта структура имеет более высокое напряжение переключения (для соответствующих типов коллекторного перехода 6.7 и 7.3 kV). Значения предельных мощностей при допустимом на практике статическом напряжении теперь лежат в интервале (см. рис. 3) между минимальным значением $P = 270 \text{ kW/cm}^2$ для варианта, в котором осуществляется экстракция электронов из p_0 -базы, и максимальным $P = 800 \text{ kW/cm}^2$, когда из p_0 -базы экстрагируются дырки. Относительный выигрыш по предельной мощности для вариантов с катодным затвором при замене базы n_0 -типа базой p_0 -типа дает выигрыш всего 1.7 раз против 2.8 раз в предшествующем случае.

Для критических токов начала ДЛП при $U_{st} < U_{st}^{cr}$, как и ранее, наиболее низкие значения относятся к случаям экстракции неосновных электронов (кривая 3), а наибольшие — при экстракции основных дырок (кривая 2). Теперь, однако, в случае экстракции дырок из n_0 -базы (как неосновных носителей) значения $J_0(U_{st})$ становятся более высокими, чем в случае экстракции из p_0 -базы электронов (основных носителей) в широком интервале изменения $U_{st} < 0.7-0.8U_{st}^{cr}$. Это можно объяснить 5 кратным снижением роли зарядов примеси и соответствующим уравниванием вкладов зарядов основных и неосновных носителей в пространственный заряд домена относительно случая, иллюстрируемого на рис. 4, при том, что критический ток при экстракции электронов становится меньшим из-за более высоких значений их коэффициентов ударной ионизации. Действительно, в точке с $U_{st} = 5.5 \text{ kV}$, где пересекаются кривые 1 и 4, величина $J_0 = 110 \text{ A/cm}^2$ и концентрации $p, n \simeq J_0/qv_s \simeq 6.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, что уже более чем на порядок превышает значение $N_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Заметим, что для более высоких значений плотности J_0 неравенство $p, n > 10N_0$ только усиливается.

Нахождение границ ОБР производилось также и для БПМЗ на основе материала 4H-SiC. Далее нами проиллюстрированы случаи структур с одинаковым уровнем легирования ВБ $N_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (близким для 4H-SiC к предельно низкому на сегодняшний день), но с двумя различными значениями толщины этой базы: $w_0 = 20 \mu\text{m}$ (рис. 6) и $w_0 = 50 \mu\text{m}$ (рис. 7). Обращает на себя внимание тот факт, что теперь в обоих случаях критические плотности токов на границах ОБР на 2 порядка, а иногда и выше, чем для кремниевых БПМЗ. Оценки для $J_0^{cr} \sim 30 \text{ A/cm}^2$ дают для концентрации свободных носителей в домене $p, n \sim J_0/(q \cdot 2 \cdot 10^7) = 9.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, что более чем на

порядок выше заданного $N_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Таким образом, тип экстрагируемого носителя относительно типа легирования здесь не играет особой роли, как и в случае слабого легирования ВБ для кремниевых БПМЗ (рис. 5). В отличие от кремния, теперь, однако, более высокие критические токи принадлежат вариантам, в которых экстрагируются электроны как носители с более низкими коэффициентами ударной ионизации и независимо от того, являются они неосновными или основными относительно типа легирования ВБ. Именно поэтому на рис. 6 более высокие критические J_0 принадлежат случаям, когда экстрагируются дырки, обладающие более высокими коэффициентами $\alpha(E)$. И лишь для структуры с $w_0 = 50 \mu\text{m}$ в области более высоких напряжений, где критические значения J_0 опускаются ниже 25 A/cm^2 и соответственно концентрация свободных носителей уже менее чем на порядок превышает величину N_0 , снова должна обнаруживаться принадлежность типа носителя к категории неосновных или основных, как это было продемонстрировано для кремния на рис. 5. Теперь это проявляется на рис. 7, где при увеличении напряжения значения $J_0(U_{st})$ для случая, когда экстрагируются электроны (кривая 2), располагаются выше, чем в случае, когда экстрагируются дырки (кривая 3). Наибольшее впечатление на рис. 6 и 7 производят количественные результаты для параметров ОБР, ограничиваемой входением в ДЛП, — при снижении напряжения питания в 2.5–3 раза относительно $U_{st}^{cr} \simeq 4.5-9.5 \text{ kV}$, критические значения J_0^{cr} могут достигать $80-100 \text{ kA/cm}^2$, а теоретический предел для коммутируемой мощности оценивается порядком 200 MW/cm^2 и выше.

Заключение

В работе предложена новая универсальная методика определения условий, соответствующих началу вхождения в динамический лавинный пробой биполярных переключателей с распределенными микроструктурами различной конструкции, работающих в цепях с резистивной нагрузкой. В ее вычислительном аппарате варьируемыми являются девять входных параметров: шесть физических параметров материала полупроводниковой структуры, три параметра задаются типом анализируемой конструкции и еще два являются параметрами внешней цепи. Эта компактная методика позволяет определять критические сочетания значений питающего напряжения и начального тока цепи нагрузки для различных материалов и вариантов конструкций БПМЗ в пространстве выходных параметров $\{U_{st}-J_0^{cr}\}$; она позволяет рассчитывать одну из важнейших характеристик БПМЗ — область их безопасной работы, выход за границы которой при эксплуатации может вести к стимулированным ДЛП локализациям тока и тепла и к механическому разрушению прибора.

Из анализа зависимостей $J_0^{cr}(U_{st})$, полученных для нескольких конструкций Si- и SiC-структур с четырьмя

вариантами сочетания типа затвора и типа экстрагируемых носителей, установлено, что переход от конструкций с затворами, экстрагирующими неосновные носители, к конструкциям, где экстрагируются основные носители (реализация таких конструкций возможна в структурах с буферными слоями в ВБ), значительно расширяет область безопасной работы и позволяет существенно увеличить предельную коммутируемую мощность БПМЗ, ограничиваемую ДЛП. Предпочтительным вариантом при этом представляется такая конструкция, в которой экстрагируемые носители обладают менее высокими коэффициентами ударной ионизации, т.е. для кремния это дырки, а для карбида кремния — электроны. Для таких конструкций установленный расчетным путем теоретический предел коммутируемой мощности, ограничиваемый динамическим пробоем, может быть увеличен от обычного уровня 0.2 до $\sim 0.7\text{--}1.0\text{ MW/cm}^2$ уже для случая кремния, а для случая материала 4H-SiC этот предел может достигать 200 MW/cm^2 и выше.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00689).

Список литературы

- [1] Baliga B.J. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1991. Vol. ED-38. N 7. P. 1568.
- [2] Kwork K.N. // IEEE Trans on ED. 1996. Vol. ED-43. N 10. P. 1760–1766.
- [3] Brown E.R. // Solid State Electronics. 1998. Vol. 42. N 12. P. 2119–2130.
- [4] Бономорский О.И., Воронин П.А. Пат. РФ № 2199795. Оpubл. 27.02.2003. БИ № 6; Бономорский О.И., Воронин П.А., Куканов В.В. и др. // Компоненты и технологии, 2004. № 8. С. 68–71.
- [5] Грехов И.В., Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 80–87; ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 76–81.
- [6] Чернявский Е.В., Попов В.П., Пахматов Ю.С. и др. // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. Вып. 5. С. 376–384.
- [7] Huang S., Udrea F., Amaratunga G.A.J. // Solid State Electronics. 2003. Vol. 47. P. 1429–1436.
- [8] Levinshtein M.E., Rummyantsev S.L., Mnatsakanov T.T. et al. // Int. J. of High Speed Electronics and Systems. 2005. Vol. 15. N 4. P. 931–996.
- [9] Geil B.R., Bayne S.B., Ibitauo D., Koebe M.G. // IEEE Tr. Plasma Science. 2005. Vol. 33. N 4. P. 1226–1234.
- [10] Wachutka G.K. // IEEE Tr. El. Dev. 1991. Vol. 38. N 6. P. 1516.
- [11] Oetjen J., Jungblut R., Kuhlmann U., Arkenau J., Sittig R. // Solid State Electronics. 2000. Vol. 44. P. 117–123.
- [12] You B., Huang A.Q. // Solid State Electronics. 1998. Vol. 42. N 5. P. 785–794.
- [13] Liu Y., You B., Huang A.Q. // Solid State Electronics. 2003. Vol. 47. P. 1–14.
- [14] Ogura T., Ninomiya H., Sugiyama K. et al. // IEEE Tr. Electron Devices. 2004. Vol. ED-51. N 4. P. 636–641.
- [15] Ghowdhuri P. // Direct Current. 1965. Vol. 10. N 3. P. 131–139.
- [16] Павлик В.Я., Тандоев А.Г. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. Вып. 11. С. 2290–2292.
- [17] Domeij M., Lutz J., Silber D. // IEEE Tr. El. Dev. 2003. Vol. ED-50. N 2. P. 486–493.
- [18] Грехов И.В. Пат. РФ № 2335824. Оpubл. 10.10.2008. БИ № 28.
- [19] Кернер Б.С., Осипов В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 122.
- [20] Мельникова Ю.С. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 1. С. 66–71.
- [21] Горбатюк А.В. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 23. С. 1–9.
- [22] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. (Sze S.M. Physics of semiconductor devices. NY: Wiley-Interscience Publication, 1981).
- [23] Кюрегян А.С., Юрков С.Н. // ФТП. 1989. Т. 23. Вып. 10. С. 1819–1821.
- [24] Hatakeyama T., Watanabe T., Kojima K., Sano N., Shinobe T. and Araj K. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 2004. Vol. 815. J9.3.6.