

06

Численное моделирование пространственно неоднородного переключения кремниевых диодных обострителей

© П.Б. Родин, А.М. Минарский, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Академический физико-технологический университет РАН,
Санкт-Петербург
E-mail: rodin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2011 г.

Проведено численное моделирование пространственно неоднородного субнаносекундного переключения высоковольтных кремниевых диодов при задержанном лавинном пробое. Исследована зависимость переходного процесса от соотношения между полной площадью структуры и площадью той части, на которой происходит переключение. Достигнуто согласие с экспериментом по времени переключения (60–70 ps) и качественному виду переходной характеристики. Показано что быстрый спад напряжения на диоде начинается уже после того, как фронт ионизации пробежал большую часть базы, и затем продолжается за счет вторичного лавинного пробоя заполненной свободными носителями базы. Время переключения структуры в проводящее состояние не имеет прямой связи со скоростью движения фронта.

Эффект задержанного лавинного пробоя высоковольтных диодных $p^+ - n - n^+$ -структур, возникающий при быстром подъеме обратного напряжения, позволяет осуществлять переключение из блокирующего в проводящее состояние за время менее 100 ps [1–3]. Работающие на основе этого эффекта кремниевые диоды (известные как кремниевые диодные обострители) и динисторы способны формировать субнаносекундные перепады напряжения с амплитудой до 10 kV (в расчете на единичный прибор) и составляют элементную базу полупроводниковой импульсной электроники большой мощности [3–6].

Несмотря на неоднократные попытки численного моделирования субнаносекундного переключения [6–10], количественное согласие с

экспериментом до сих пор не было достигнуто. По-видимому, это обстоятельство в первую очередь связано с недостаточным пониманием физического механизма переключения. В частности, однозначно не установлен механизм задержанного запуска лавинной ионизации, который происходит при напряжении, значительно превосходящим напряжение стационарного пробоя. Неясна также степень однородности процесса переключения по площади структуры. Относительно механизма модуляции проводимости; во всех работах по моделированию переключения [6–10] считалось, что таким механизмом является пробег плоского фронта ударной ионизации TRAPATT-типа.

В нашей недавней работе [11] при моделировании задержанного лавинного пробоя $p^+ - n - n^+$ -структуры была последовательно учтена термополевая эмиссия электронов с глубоких термодфектов в n -базе. Это позволило впервые достигнуть хорошего согласия с экспериментом по напряжению переключения и тем самым подтвердить высказанную в [12] гипотезу о том, что обнаруженные в базе диодных обострителей глубокие термодфекты [13] могут служить источником свободных носителей, запускающих задержанный лавинный пробой. Однако полученное в [11] расчетное время переключения в несколько раз превышало экспериментальное значение. Кроме того, падение напряжения на приборе при переключении имело немонотонный характер, который не наблюдается в эксперименте. Возможной причиной этих расхождений является принятое в [11] предположение о пространственной однородности переключения. В действительности переключение может происходить только на части площади как следствие поперечной неустойчивости фронта [14], так и в результате того, что запуск фронта исходно неоднороден. Локальное переключение арсенидгаллиевых структур экспериментально наблюдалось в работе [15].

В данной работе численное моделирование осуществлено в предположении, что задержанный лавинный пробой происходит только на части площади $p^+ - n - n^+$ -структуры. Ставится задача исследовать зависимость скорости и характера переключения от площади активной части структуры, на которой происходит переключение. Показано, что уменьшение активной части приводит к резкому уменьшению времени переключения, а механизм лавинного пробоя и модуляции проводимости существенно отличается от механизма генерации электронно-дырочной плазмы плоским ударно-ионизационным фронтом, распространяющимся на всей площади.

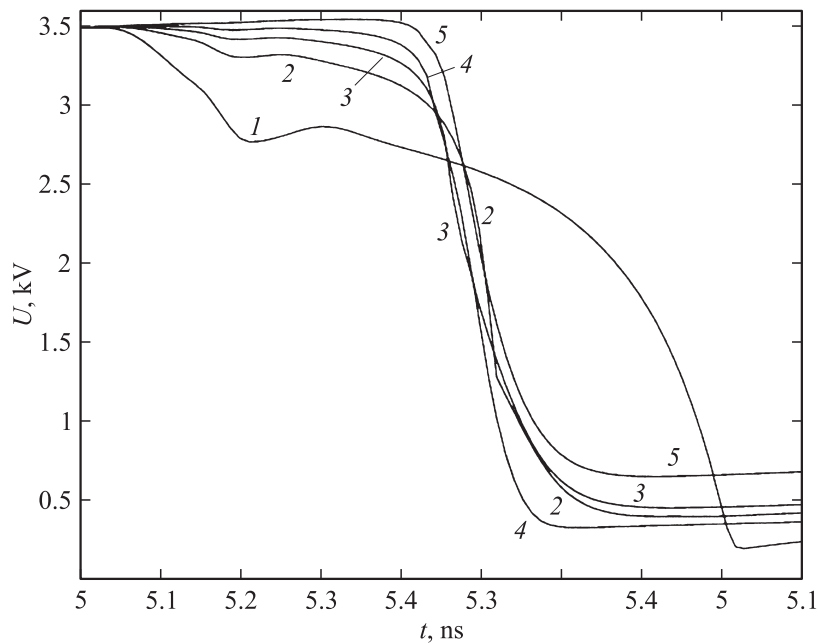


Рис. 1. Напряжение на структуре $U(t)$ при разных значениях параметра $K = S/S_a$ и заданной полной площади структуры S для временного интервала, отвечающего переключению. При $t < 5.0$ ns напряжение $U(t)$ линейно нарастает от начального значения $V_0 = 0.5$ kV до напряжения переключения $U_m \approx 3.5$ kV, следуя за приложенным напряжением $V(t) = V_0 + At$. Кривые 1–5 отвечают значениям $Ka \approx 1, 4, 8, 16, 64$ соответственно. Параметры близки к условиям эксперимента [1]: длина базы $W = 220$ μm , легирование базы $N_d = 10^{14}$ cm^{-3} , концентрация глубоких центров 10^{12} cm^{-3} , площадь структуры $S = 0.02$ cm^{-2} , скорость увеличения напряжения $A = 0.5$ kV/ns, сопротивление нагрузки $R = 50\Omega$.

Рассматривается обратнорасположенная $p^+ - n - n^+$ -структура с резкими переходами, подключенная к источнику питания с линейно нарастающим напряжением $V(t) = V_0 + At$. Параметры структуры (приведены в подписи к рис. 1) выбраны такими же, как в работе [11], и примерно отвечают условиям оригинального эксперимента [1]. Численное моделирование проводилось в рамках диффузионно-дрейфовой модели.

Термотуннельная эмиссия электронов с глубоких центров описывается на основе теории [12]. Подробное описание модели приведено в [10,11]. В активной части структуры площадью S_a процесс переключения считается поперечно однородным и моделируется в рамках одномерного приближения. В общем случае S_a имеет смысл совокупной площади фрагментов структуры, на которых происходит переключение. Пассивная часть структуры рассматривается как параллельно подключенная емкость $C = \varepsilon\varepsilon_0(S - S_a)/W$, где S — полная площадь структуры, W — толщина базы, ε и ε_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника и диэлектрическая постоянная соответственно. Такой упрощенный подход к моделированию неоднородного переключения был впервые предложен в работе [8]. При его применении следует учитывать ограничение $S_a > W^2$: при меньшем поперечном размере активной области одномерный расчет заведомо некорректен из-за существенного искривления поля перед фронтом волны. При выбранных параметрах структуры это условие выполняется при $K \equiv S/S_a < 50$. Условие на минимальный размер, вообще говоря, должно выполняться для каждого из фрагментов активной части структуры.

На рис. 1 представлено напряжение на приборе $U(t)$ при разных значениях параметра $K \equiv S/S_a$ и фиксированной полной площади $S = 0.02 \text{ см}^{-2}$. (Кривая 1, отвечающая случаю однородного переключения $K = 1$, совпадает с кривой 3 на рис. 2 в работе [11]). При уменьшении S_a зависимость $U(t)$ сглаживается, а время переключения Δt уменьшается (рис. 2, а, кривая 1). Зависимость остаточного напряжения U_{res} от K немонотонна, но в среднем U_{res} возрастает при уменьшении S_a (рис. 2, а, кривая 2). При ≥ 5 время переключения по уровню перепада напряжения 0.1–0.9 составляет менее 100 ps, а перегибы зависимости $U(t)$ столь слабо выражены, что не могут быть обнаружены экспериментально. Расчетные переходные характеристики при $K \geq 5$ находятся в хорошем согласии с экспериментом по всем трем измеряемым параметрам: времени переключения, напряжению переключения и остаточному напряжению.

На рис. 3 показаны распределения концентраций электронов и дырок и профили электрического поля в активной части структуры для переходного процесса при $K = 8$ (рис. 1, кривая 3). В процессе переключения выделяются три качественно различные фазы: формирование начального слоя электронно-дырочной плазмы (рис. 3, а), распространение фронтов ударной ионизации (рис. 3, б, в) и вторичный ударно-

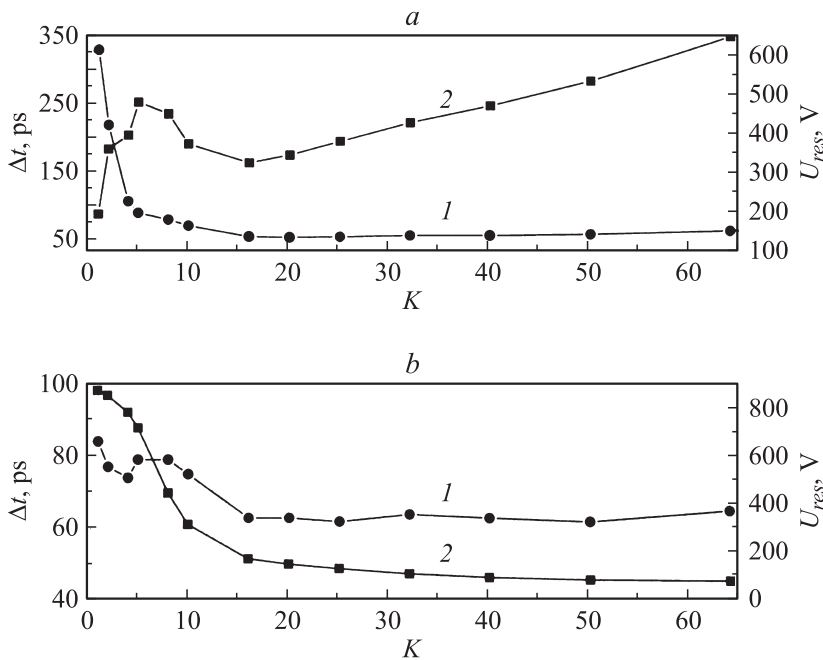


Рис. 2. Зависимости времени переключения Δt (кривая 1) и остаточного напряжения U_{res} (кривая 2) от параметра $K = S/S_a$ при заданной полной площади структуры $S = 0.02 \text{ cm}^{-2}$ (b).

ионизационный пробой в уже заполненной свободными носителями базе прибора (рис. 3, *d*). Вторичный пробой базы обнаружен в нашем моделировании лавинных обострителей впервые и не наблюдался в работах [6–11]. Аналогично случаю пространственно однородного переключения [11] пробой начинается при $t \approx 5 \text{ ns}$ на некотором удалении от p – n -перехода вследствие лавинного размножения свободных электронов, эмитированных с глубоких центров (рис. 3, *a*, кривая 1). К моменту времени $t = 5.065 \text{ ns}$ происходит формирование начального слоя электронно-дырочной плазмы, экранирующей электрическое поле; концентрация носителей в этом слое $n, p \approx 20N_d$ (рис. 3, *a*, кривая 2). Далее плазменный слой распространяется за счет ударной ионизации на краях. Для правого края волновой характер пробоя выражен нечетко

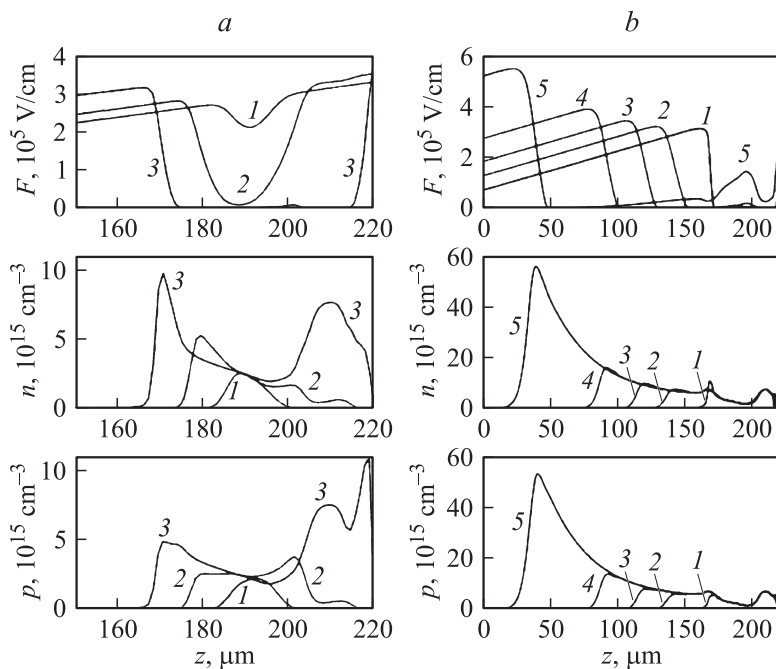


Рис. 3. Распределение электрического поля F и концентраций носителей n и p в базе структуры на разных фазах переходного процесса, показанного на рис. 1, кривая 3 ($K = 8$). Длина базы обратносмещенной $p^+ - n - n^+$ -структуры $W = 220 \mu\text{m}$, $p^+ - n$ -перехода находится справа при $z = 220 \mu\text{m}$. *a* — начальная стадия пробоя, на которой формируется начальный слой электронно-дырочной плазмы (кривые 1, 2, 3 для $t = 5.030, 5.065, 5.100 \text{ ns}$ соответственно). *b* — фаза распространения фронта ионизации (кривые 1, 2, 3, 4, 5 для $t = 5.110, 5.150, 5.175, 5.200, 5.225 \text{ ns}$ соответственно). *c* — перераспределение электрического поля в базе при достижении фронтом ионизации $n^+ - n$ -перехода (кривые 1, 2, 3 для $t = 5.228, 5.230, 5.232 \text{ ns}$). *d* — вторичный пробой базы (кривые 1, 2, 3 для $t = 5.235, 5.265, 5.365 \text{ ns}$). Концентрации n, p при $z < 100 \mu\text{m}$ практически такие же, как для соответствующих кривых 3 фрагмента *c*.

из-за близости $p^+ - n$ -перехода: с распространением положительного фронта конкурирует квазиоднородный пробой. К моменту $t = 5.10 \text{ ns}$ заполнение правой части структуры свободными носителями завершается (рис. 3, *a*, кривая 3). Напротив, движение левого края плазменной

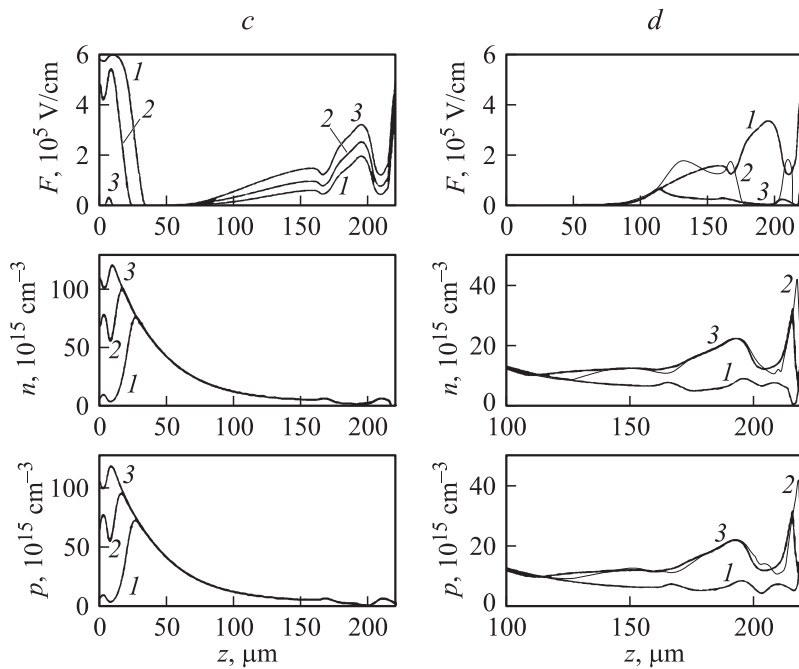


Рис. 3 (продолжение).

области имеет явно выраженный волновой характер и занимает примерно 120 ps, до момента $t \approx 5.23$ ns (рис. 3, *b*, кривые 1–5). Средняя скорость отрицательного фронта превосходит $10v_s$, где $v_s \approx 10^7$ cm/s — насыщенная скорость дрейфа. Напряженность поля в обедненной области перед фронтом по мере его распространения быстро увеличивается. Это влечет за собой увеличение скорости фронта и рост концентрации свободных носителей за фронтом: концентрация созданных пробегом фронта носителей падает от $\sim 10^3 N_d$ вблизи $n^+ - n$ до 20–50 N_d около $p^+ - n$ -перехода ($N_d = 10^{14}$ cm $^{-3}$ — уровень легирования базы). Дрейф и тем более диффузия носителей впоследствии практически не меняют концентрацию созданных ударной ионизацией носителей, которая остается „замороженной“ на временном масштабе быстрого переходного процесса. К моменту завершения волнового процесса при

$t = 5.232 \text{ ns}$ напряжение на структуре снижается примерно на 1 kV и составляет $U \approx 2450 \text{ V}$, что в несколько раз превышает остаточное напряжение $U_{res} \approx 450 \text{ V}$. Такое высокое напряжение приводит к заметному росту поля в заполненной свободными носителями базе структуры еще на стадии распространения фронта (рис. 3, *b*, кривые 4 и 5). На завершающем этапе пробега фронта этот процесс приводит к качественному изменению профиля электрического поля в базе: при исчезновении обедненной области электрическое поле в левой части структуры падает, а в большей области базы быстро возрастает, достигая величины $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ (рис. 3, *c*). Этот процесс перераспределения поля занимает менее 10 ps . После его завершения напряженность поля в большей части базы ($z > 60 \mu\text{m}$) превышает характерное поле $F_s \sim 10^4 \text{ V/cm}$, отвечающее насыщению дрейфовой скорости носителей. Нетривиальная немонотонная зависимость $F(z)$ в базе порождена пространственным зарядом свободных носителей, возникающим при дрейфовом разделении электронов и дырок при немонотонных профилях концентрации $n(z)$, $p(z)$, которые в свою очередь отражают историю процессов лавинной генерации носителей.

На третьей заключительной стадии (рис. 3, *c*) происходит вторичный лавинный пробой базы, в которой уже имеется значительная концентрация свободных носителей. В результате концентрация в правой части базы возрастает почти на порядок (кривая 3 на рис. 3, *c* и кривые 1–3 на рис. 3, *d*), в то время как при $z < 100 \mu\text{m}$ концентрация практически не меняется. Вторичный пробой приводит к падению напряжения на структуре на 2 kV , кривые 3 на рис. 3, *d* показывают внутреннее состояние структуры при остаточном напряжении.

Таким образом, для $K = 8$ полная длительность периода интенсивной лавинной ионизации составляет 360 ps при перепаде напряжения 3050 V . Фаза формирования начального слоя свободных носителей занимает примерно 110 ps , фаза распространения фронта ионизации 120 ps и фаза вторичного пробоя базы 130 ps . Однако длительность переключения, определяемая по уровню перепада напряжения $0.1\text{--}0.9$ (перепад 2740 V), составляет только $\sim 80 \text{ ps}$, из которых $\sim 20 \text{ ps}$ приходится на распространение фронта (перепад 740 V) и $\sim 60 \text{ ps}$ на вторичный пробой (перепад $\sim 2 \text{ kV}$). Относительная длительность фазы вторичного пробоя и соответствующий перепад напряжения увеличивается с ростом K . Проведенный расчет показывает, что неоднородный пробой качественно отличается от однородного: при $K = 1$ переключе-

ние завершается сразу после пробега фронта, а вторичный пробой не наблюдается.

На рис. 2, *b* представлены результаты моделирования при разных значениях K и фиксированной активной площади $S_a = 0.0025 \text{ cm}^{-2}$. Время переключения слабо зависит от K , а остаточное напряжение с ростом K быстро уменьшается. Расчет показывает, что уменьшение активной площади ответственно за более быстрое переключение, а роль пассивной части состоит главным образом в уменьшении остаточного напряжения. Последнее связано с двумя факторами. Во-первых, параллельно подключенная емкость поддерживает более высокое напряжение на структуре на фазе распространения фронта. Во-вторых, разрядка пассивной части на стадии быстрого переключения приводит к увеличению полного тока через активную часть, что влечет за собой более интенсивную лавинную ионизацию и, как следствие, большую конечную концентрацию свободных носителей. Можно сказать, что пассивная часть играет роль параллельной „форсирующей“ емкости.

Подытожим основные результаты. Во-первых, предположение о переключении диодного обострителя только на части площади позволяет объяснить экспериментально наблюдавшиеся времена переключения 50–10 ps, по крайней мере для параметров оригинального эксперимента [1]. Во-вторых, экспериментально наблюдаемое время оригинального обострителя не имеет прямой связи со скоростью распространения фронта ионизации, поскольку на фазе распространения фронта напряжение на структуре мало меняется и при малой площади активной части структуры может даже расти. Быстрый спад напряжения начинается уже после того, как фронт пробежал большую часть базы. В-третьих, модуляция проводимости структуры и быстрое падение напряжения продолжают и после пробега фронта вследствие вторичного лавинного пробоя области, которой уже создана значительная концентрация свободных носителей, но сохраняется сильное электрическое поле. При неоднородном переключении вторичный пробой базы играет основную роль в формировании субнаносекундного киловольтного перепада напряжения.

Авторы благодарят В.И. Брылевского и М.Е. Левинштейна за полезные обсуждения Виллема Хундсдорфера (Willem Hundsdorfer) за разработку примененного при моделировании программного обеспечения.

Работа была поддержана программой фундаментальных исследований президиума РАН „Физико-технические проблемы полупроводниковой электроники больших мощностей“.

Список литературы

- [1] *Грехов И.В., Кардо-Сусоев А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 950–953.
- [2] *Benzel D., Pocha M.* // Rev. Sci. Inst. 1985. V. 56. P. 1456–1458.
- [3] *Флферов Ж.И., Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сусоев А.Ф., Корольков В.И., Степанова М.Н.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 18. С. 1089–1093.
- [4] *Kardo-Susoev A.F.* New Power Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses in Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. by J.D. Taylor. Boca Raton, London, New York, Washington: CRS Press, 2001.
- [5] *Grekhov I.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. P. 1118–1123.
- [6] *Focia R.J., Shcmiloghlu E., Flederman C.B., Agee F.J., Gaudet J.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 138–144.
- [7] *Биленко Ю.Д., Левинштейн М.Е., Попова М.В., Юфберев В.С.* // ФТП. 1983. В. 17. С. 1812–1816.
- [8] *Кардо-Сусоев А.Ф., Попова М.В.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 5. P. 803–811.
- [9] *Jalali H., Joshi R., and Gaudet J.* // IEEE Trans. Electron devices. 1998. V. 45. P. 1761–1768.
- [10] *Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I.V.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. N 4. P. 1971–1980.
- [11] *Грехов И.В., Родин П.Б.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 18. С. 17–25.
- [12] *Rodin P., Rodina A., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 094506 (1–11).
- [13] *Astrova E.V., Voronkov V.B., Kozlov V.A., Lebedev A.A.* // Semicond. Sci. Technol. 1998. V. 13. P. 488–455.
- [14] *Minarsky A., Rodin P.* // Solid State Electronics. 1997. V. 41. N 6. P. 813–824.
- [15] *Вайнштейн С.Н., Жиляев Ю.В., Левинштейн М.Е.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 16. С. 1526–1530.