

07.2

Транспорт носителей заряда и перезарядка глубоких уровней в структурах для лавинных S -диодов на основе GaAs

© И.А. Прудаев¹, М.Г. Верхолетов², А.Д. Королёва³,
О.П. Толбанов¹

¹ Томский государственный университет, Томск, Россия

² Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³ ПАО „Радиофизика“, Москва, Россия

E-mail: funcelab@gmail.com

Поступило в Редакцию 15 февраля 2018 г.

Представлены результаты исследования процессов переноса носителей заряда и перезарядки глубоких уровней в полупроводниковых структурах для лавинных S -диодов. Исследованы арсенид-галлиевые структуры $n^+ - \pi - \nu - n$ -типа с диффузионным распределением глубокого акцептора железа. В ходе решения уравнений непрерывности и Пуассона с использованием коммерческого пакета проектирования обнаружено влияние инжекции электронов на напряжение лавинного пробоя, а также эффект расширения области пространственного заряда за счет захвата лавинных дырок на отрицательные ионы железа в π -области. Сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными показывает, что S -образная вольт-амперная характеристика диффузионных лавинных S -диодов необъяснима с позиций ранее предложенного механизма захвата лавинных дырок на глубокие уровни железа.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.11.46193.17254

Лавинный S -диод — это полупроводниковый ключ с S -образной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) при обратном смещении. Промышленностью ранее были разработаны S -диоды, которые позволяют коммутировать напряжения 50–700 В и токи 0.1–50 А за время порядка 0.1–1.5 ns (максимальные частоты следования 1–300 kHz) [1]. В основе лавинного S -диода лежит GaAs-структура $\pi - \nu - n$ -типа с глубокими акцепторами в π - и ν -областях (хром, железо, медь или марганец [1–3]).

Впервые эффект субнаносекундного переключения в режиме лавинного пробоя в подобных диодах был обнаружен в работе [4] для GaAs, легированного Fe. Авторы ряда работ объясняли переключение S -диода процессом перезарядки глубоких центров в режиме лавинного пробоя, который сопровождается сужением области пространственного заряда (ОПЗ) [1,2]. Для этого была привлечена теория переключения полупроводниковых структур p - v - n -типа за счет перезарядки глубокого акцептора в v -части при лавинном пробое [5]. В настоящей работе впервые представлены результаты численного моделирования переноса заряда и перезарядки глубоких акцепторов в процессе протекания обратного тока в S -диодных структурах n^+ - π - v - n -типа на основе GaAs [6]. Аналогами данных приборов являются разработанные позднее обострительные диоды из GaAs [7] и биполярные лавинные транзисторы из GaAs [8].

В работе использовался пакет проектирования TCAD Synopsys, решалась система уравнений непрерывности и Пуассона на сетке с шагом 10–200 nm. В расчетах учитывались эффекты тепловой генерации носителей по модели Шокли–Рида–Холла и лавинного механизма генерации со следующими полевыми (E , в V/cm) зависимостями коэффициентов ионизации для электронов и дырок (в cm^{-1}):

$$\alpha_n(E) = 4 \cdot 10^6 \exp\left(-\frac{2.3 \cdot 10^6}{E}\right), \quad \alpha_p(E) = 1.34 \cdot 10^6 \exp\left(-\frac{2.03 \cdot 10^6}{E}\right).$$

Распределение примесей соответствовало типичным диффузионным структурам, которые используются для низковольтных лавинных S -диодов [1–3,9]. Профили распределения железа задавались erfc -функцией в соответствии с данными [10]. Энергия ионизации глубокого акцептора железа была выбрана равной 0.5 eV от потолка валентной зоны. Площадь диодов составляла 10^{-6} cm^2 . Моделирование проводилось для четырех структур, профили распределения железа и мелкого донора в которых представлены на рис. 1, *a*. Здесь область v -типа имеет условные границы (одна из границ задается точкой пересечения профилей мелкого донора и глубокого акцептора железа).

ВАХ структур представлены на рис. 1, *b*. Расчет показал, что изменение сечений захвата электронов (σ_n) и дырок (σ_p) в пределах $\sigma_n = (3 - 100) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ и $\sigma_p = (1.5 - 1000) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ не приводит к заметным количественным изменениям ВАХ. Данные пределы являются

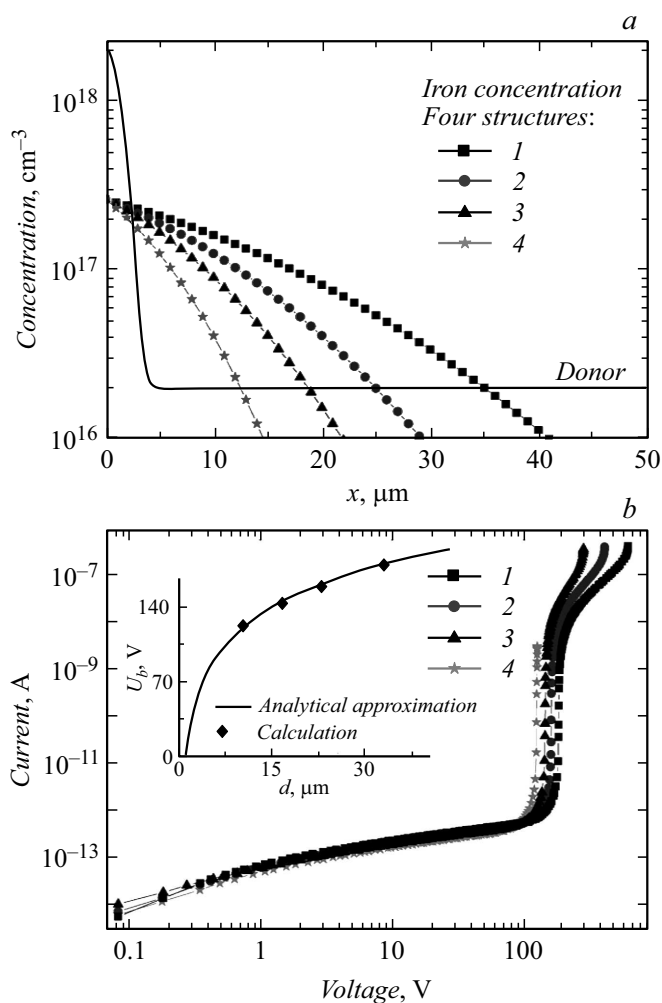


Рис. 1. Профили распределения мелкого донора и глубокого акцептора железа в четырех исследуемых структурах (a) и их обратные ВАХ (b). Номера кривых соответствуют номерам структур. На вставке представлена зависимость напряжения лавинного пробоя от толщины высокоомного слоя.

довольно широкими и включают в себя известные нам экспериментальные значения. На вставке к рис. 1 представлена зависимость напряжения лавинного пробоя (U_b) от толщины высокоомного слоя (d), которая хорошо аппроксимируется логарифмической функцией вида $U_b(d) = U_0 \ln(d^2/r)$ при следующих значениях параметров: $U_0 = 25.6$ В и $r = 1 \mu\text{m}^2$ (сила тока лавинного пробоя задавалась равной $5 \cdot 10^{-12}$ А).

Сравнение ВАХ с экспериментальными результатами работ [1–3,9] показывает, что при невысоких напряжениях наблюдается качественное согласие. До 0.2–0.3 В имеет место участок, близкий к линейному; для напряжений $1 < U < 80$ В наблюдается генерационный участок (зависимость тока от напряжения $I \sim U^m$, $m \approx 1/2$). При больших напряжениях (более 80 В) ток резко возрастает за счет ударной ионизации. В эксперименте рост тока, связанный с лавинным пробоем, наблюдается уже при 20–50 В („мягкий“ пробой), что связано с микроплазменным характером, вызванным неоднородным распределением примеси. В расчетах неоднородное распределение примеси не учитывалось. Тем не менее получено хорошее согласие с экспериментом для зависимости напряжения пробоя от толщины высокоомного слоя: зависимость является слабой логарифмической функцией, так что изменение толщины в 3.5 раза приводит к незначительному изменению напряжения пробоя (около 30%) [1,9].

Анализ распределения концентрации свободных носителей показал, что причиной снижения напряжения пробоя является инжекция носителей с $n^+ - \pi$ -перехода. На рис. 2, а представлены зависимости концентрации электронов от напряжения для одной структуры (для других наблюдается качественное совпадение). Из рисунка видно, что увеличение напряжения приводит к незначительному росту концентрации электронов в π -области до тех пор, пока смещение не достигает значений, близких к U_b . При достижении U_b сопротивление $\pi - \nu$ -перехода снижается, а концентрация электронов резко возрастает во всей π -области (на три-шесть порядков). Поскольку темп лавинной генерации пропорционален концентрации свободных электронов, эффект инжекции электронов должен приводить к снижению напряженности поля, необходимой для лавинного пробоя. Следствием этого является снижение напряжения пробоя при уменьшении толщины π -области, которое наблюдается в эксперименте [9] и расчете.

Из распределения концентрации дырок, представленного на рис. 2, б, видно, что лавинный пробой приводит к резкому увеличению их коли-

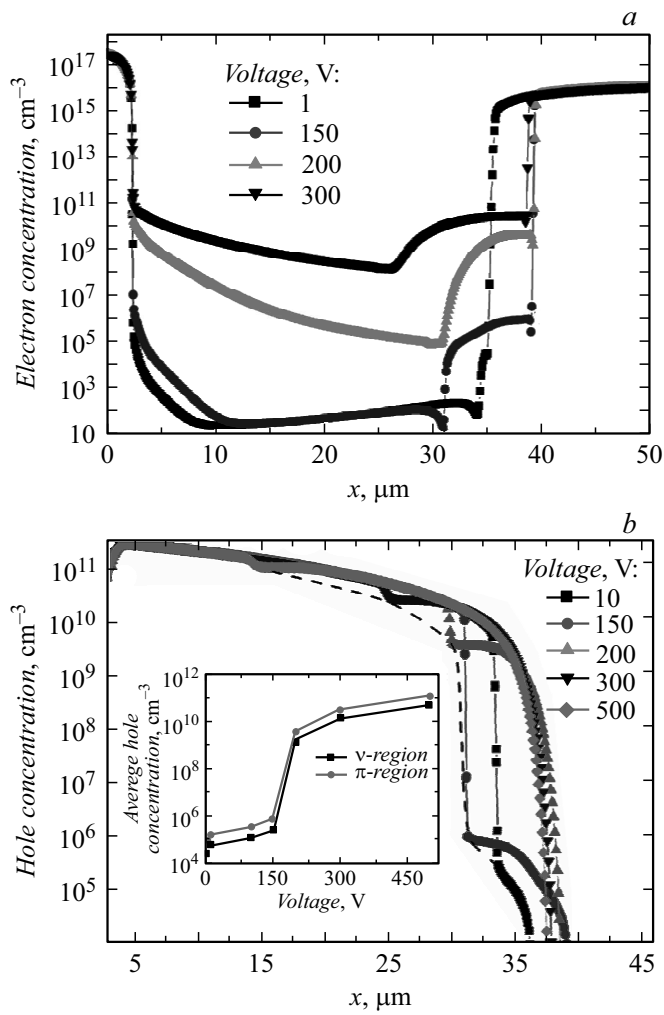


Рис. 2. Распределение концентрации электронов (a) и дырок (b) в структуре № 1 при различных приложенных напряжениях. На вставке представлена зависимость средней концентрации дырок в π - и ν -частях ОПЗ от напряжения смещения.

чества в ОПЗ. Здесь штриховой линией показано перемещение границы ОПЗ со стороны π -области при изменении напряжения. На вставке к рис. 2, *b* приводятся расчетные данные для средней концентрации дырок в π - и ν -частях ОПЗ. Резкий скачок концентрации дырок, вызывающий перезарядку глубоких уровней железа, наблюдается в интервале от 150 до 200 В ($150 < U_b < 200$ В для структуры № 1).

Основное качественное отличие расчетных ВАХ от экспериментальных имеет место при $U > U_b$. Из рис. 1, *b* следует, что в данной области наблюдается ступенька, сопровождающаяся увеличением напряжения на структуре. В эксперименте в подавляющем большинстве случаев для $U = 100\text{--}200$ В $\sim U_b$ наблюдается переключение структуры в проводящее состояние, которое сопровождается уменьшением напряжения (S -образная ВАХ). Появление ступеньки связано с расширением ОПЗ в сторону π -области, вызванным захватом лавинных дырок на отрицательно заряженные уровни железа.

Распределения напряженности поля и плотности объемного заряда в одной из структур представлены на рис. 3. Для прочих структур картина распределения качественно совпадает. Из рис. 3, *a* видно, что при увеличении напряжения выше U_b нарушается симметрия распределения напряженности поля, а ее максимум сдвигается в π -область. Таким образом, в стационарных условиях формируется широкая область ν -типа. Вид распределения плотности заряда (рис. 3, *b*) подтверждает электронный характер проводимости расширяющейся ОПЗ: между двумя экстремумами формируется область с почти равномерным распределением ионов, суммарный заряд которых является положительным.

Следует особо подчеркнуть следующее. Ранее подполагалось, что захват дырок в структурах для лавинных S -диодов должен происходить в ν -области. Согласно предложенным механизмам [1,2,5], следствием этого является сужение ОПЗ и формирование S -участка. Однако наши расчеты показывают, что захват дырок в первую очередь происходит в π -части, и это приводит к обратному эффекту — расширению ОПЗ. Также установлено, что данный эффект оказывается нечувствительным к величине сечения захвата (имеются в виду их разумные пределы). На наш взгляд, причиной этого служат два основных фактора, ранее не принимавшиеся во внимание авторами работ [1,2,6]. Во-первых, поле ОПЗ приводит к выбросу лавинных дырок в π -область, при этом создается их значительный избыток (по сравнению с ν -областью). Во-вторых, в реальных диффузионных структурах концентрация отрица-

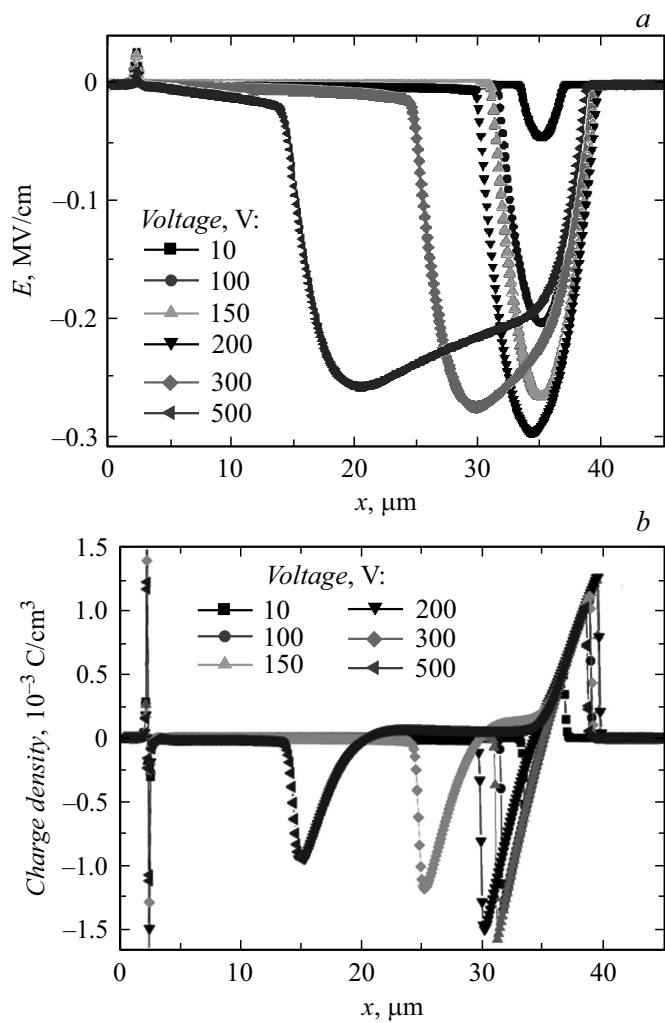


Рис. 3. Распределение напряженности поля (a) и плотности заряда (b) в структуре № 1 при различных приложенных напряжениях.

тельно заряженных акцепторов в ν -области может быть много меньше, чем в π -области, в силу резкой зависимости $efgc$ -функции распределения глубокой примеси от координаты. При данных условиях становится очевидным, что вероятность захвата лавинных дырок на отрицательно заряженные глубокие акцепторы, которая зависит от произведения концентраций дырок и отрицательных ионов железа, будет значительно выше для π -области.

Кроме того, полученные результаты указывают на то, что переключение лавинных S -диодов, наблюдаемое в эксперименте, происходит не вследствие перезарядки глубоких центров, а по иной причине (в противном случае в данном механизме должны существовать некоторые неучтенные факторы). Из литературы известны другие механизмы переключения структур из GaAs в открытое состояние в режиме лавинного пробоя. К ним, например, относится распространение волн ударной ионизации или генерация коллапсирующих доменов Ганна в лавинном режиме [7,8,11,12]. Первый из упомянутых механизмов маловероятен, так как лавинные S -диоды переключаются в условиях развитого лавинного пробоя и при отсутствии значительных перенапряжений. Второй механизм является более реалистичным и требует дальнейшей верификации.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 11.2247.2017).

Список литературы

- [1] Хлудков С.С., Толбанов О.П., Вилисова М.Д., Прудаев И.А. Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия с глубокими примесными центрами. Томск: Изд. дом Томск. гос. ун-та, 2016. 258 с.
- [2] Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 10. С. 67–78.
- [3] Прудаев И.А., Хлудков С.С., Скакунов М.С., Толбанов О.П. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 68–73.
- [4] Yamashita S., Hosokawa Y., Anbe T., Nakano T. // Proc. IEEE. 1970. V. 58. N 8. P. 1279–1280.
- [5] Кузьмин В.А., Кюрегян А.С. // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. № 7. С. 1449–1456.
- [6] Хлудков С.С., Толбанов О.П., Корецкий А.В. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 29. № 4. С. 54–58.

- [7] Алфёров Ж.И., Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сысоев А.Ф., Корольков В.И., Степанова М.Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 18. С. 1089–1093.
- [8] Vainshtein S.N., Yuferev V.S., Kostamovaara J.T. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. N 2. P. 024502 (1–9).
- [9] Прудаев И.А., Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52. № 2. С. 48–53.
- [10] Прудаев И.А., Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 2008. Т. 51. № 11. С. 39–41.
- [11] Брылевский В.И., Рожков А.В., Смирнова И.А., Родин П.Б., Грехов И.В. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 7. С. 1–7.
- [12] Hu L., Su J., Ding Z., Hao Q., Yuan X. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. N 9. P. 094503 (1–8).