

## Радиационная стойкость планарных диодов Ганна с $\delta$ -легированными слоями

© Е.С. Оболенская<sup>†</sup>, А.Ю. Чурин<sup>+</sup>, С.В. Оболенский<sup>+</sup>, А.В. Мурель\*, В.И. Шашкин\*

<sup>+</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

\* Институт физики микроструктур Российской академии наук, 607680 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 апреля 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

Исследована радиационная стойкость планарных диодов Ганна. На основании результатов измерений импульсных вольт-амперных характеристик и компьютерного моделирования показано, что использование  $\delta$ -слоев легирующей примеси способствует повышению уровня радиационной стойкости планарных диодов на порядок по сравнению с обычными „объемными“ диодами. Результаты работы позволили сформулировать методические указания, позволяющие сократить объем расчетно-экспериментальных исследований, без существенного снижения их информативности.

### 1. Введение

Диодом Ганна называют тип полупроводниковых диодов, использующихся для генерации и преобразования колебаний в СВЧ диапазоне. Такие диоды находят широкое применение в современной микроэлектронике, измерительной технике и средствах связи. Традиционная конструкция диодов Ганна [1] представляет собой GaAs-структуру, в которой рабочая область  $n$ -типа проводимости расположена между двумя металлическими контактами, т.е. транспорт электронов осуществляется по нормали к границам слоев полупроводника. Сопротивление контактов металл–полупроводник минимизировано (так называемый омический контакт), а сами контакты в этом случае расположены на верхней и нижней гранях кристалла.

В диоде такой конструкции при подаче напряжения питания сначала формируется однородное электрическое поле; если его напряженность превышает критическую, то возникает неоднородность распределения электронов — домен Ганна, в котором электрическое поле, созданное электронами и ионами доноров, направлено вдоль направления движения домена. Величина критического поля в GaAs составляет 4 кВ/см, т.е. определяет критическое напряжение для данной длины диода. Движение домена от анода к катоду порождает колебания электрического тока, т.е. генерацию СВЧ сигнала. Частота сигнала зависит от длины пролетной области диода, где происходит перемещение домена. Предельная частота генерации для GaAs-диодов составляет  $\sim 150$  ГГц и определяется минимально необходимым размером пролетной области, требующимся для формирования домена (критерий Крамера [1]). Обычно диод Ганна размещают в резонаторе, так что частотой колебаний можно управлять с помощью изменения его формы и размера. Генерируемая мощность выводится по волноводу, подключенному к резонатору.

В настоящее время идет активная разработка планарных диодов Ганна [2], которые можно было бы использовать в качестве элементов монолитных интегральных схем. Последнее важно при работе в КВЧ диапазоне частот ( $> 100$  ГГц), где гибридные технологии монтажа кристалла бескорпусного диода в резонаторе использовать затруднительно, так что КПД и выходная мощность таких гибридных генераторов далеки от теоретически возможных. В [2] экспериментально показано, что предельные частоты планарных диодов могут составлять  $> 300$  ГГц.

Для изготовления диодов Ганна в настоящей работе использована планарная система на основе  $\delta$ -легированных слоев. Такой объект является довольно неудобным для исследования. Дело в том, что в  $\delta$ -легированных слоях заселенными оказываются всегда несколько подзон размерного квантования [1]. При этом подвижности электронов в таких системах оказываются низкими в связи с тем, что двумерный газ свободных электронов и легирующая примесь пространственно не разделены между собой [3,4]. Напротив, в больших полях, соответствующих проявлению эффекта Ганна, электроны переходят в верхние энергетические долины GaAs, т.е. набирают энергию больше междолинного зазора, равного 0.3 эВ. Такая энергия позволяет им выйти из квантовой ямы, созданной  $\delta$ -легированным слоем, так как ее глубина, как правило, не более 0.2 эВ [1]. Аналогичный эффект может также наблюдаться и в транзисторах с двумерным электронным газом, реализованным в более сложных системах, созданных, например, с использованием слоев InGaAs [5]. Однако, в отличие от транзисторов, исследуемых в [5], где выход электронов из ямы являлся паразитным эффектом, в случае рассматриваемого в данной работе диода Ганна указанный эффект является полезным, так как в слабо легированных слоях электроны могут легче переходить в верхние энергетические долины, поэтому величина отрицательной дифференциальной проводимости такой системы будет велика, а эффект Ганна можно эффективно использовать для создания

<sup>†</sup> E-mail: bess009@mail.ru

Таблица 1. Состав и параметры слоев исследуемых структур

Номер слоя	Структура I	Структура II	Структура III (предложена в [2])
1	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 3 нм	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 3 нм	GaAs, контактный
2	GaAs, $\delta$ -слой: $10^{13} \text{ см}^{-2}$	GaAs, $\delta$ -слой: $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	AlGaAs, $\delta$ -слой: $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$
3	GaAs, $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 50 нм	GaAs, $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 50 нм	GaAs, $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 50 нм
4	GaAs, $\delta$ -слой: $10^{13} \text{ см}^{-2}$	GaAs, $\delta$ -слой: $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	AlGaAs, $\delta$ -слой: $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$
5	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 200 нм	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 200 нм	GaAs, $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 200 нм
6	Полуизолирующая подложка	Полуизолирующая подложка	Полуизолирующая подложка

генераторных диодов. Следует отметить, что указанное свойство  $\delta$ -легированных слоев изучено слабо.

В литературе отсутствуют публикации по экспериментальным и теоретическим исследованиям уровня радиационной стойкости планарных диодов Ганна, хотя для объемных диодов такие работы проводились [6]. Поскольку разработка технологии изготовления таких приборов КВЧ диапазона требует серьезных усилий, то в ходе данной работы:

- проводился экспериментальный анализ особенностей физических процессов в планарных диодах Ганна упрощенной конструкции;
- на основе полученных экспериментальных данных осуществлялась калибровка разработанной численной модели;
- теоретически предсказывался уровень стойкости планарных диодов сложной, но максимально эффективной конструкции.

Такой подход позволил существенно сократить объем экспериментальных работ без серьезного снижения информативности полученных результатов. При этом калибровка модели позволила обосновать достоверность результатов расчетов.

## 2. Исследуемые образцы и постановка задачи

В данной работе экспериментально исследовались планарные диоды Ганна, похожие по конструкции на описанный в [2], но имеющие ряд особенностей, существенно облегчающих их изготовление. Конструкция диодов приведена на рис. 1. Полупроводниковые структуры для диодов выращивались методом осаждения из металлоорганических соединений (МОСVD) при давлении в реакторе 100 мбар и температуре  $620^\circ\text{C}$  на пластинах полуизолирующего GaAs. Создавались слои GaAs (1–5) с параметрами, приведенными в табл. 1. В силу особенностей используемой технологии [6]  $\delta$ -слой Si имел толщину  $< 1$  нм (меньше разрешения в методе вторично-ионной масс-спектрометрии). Затем температура снижалась примерно до  $200^\circ\text{C}$  и проводилось осаждение Al

(*in situ*) толщиной 200 нм. Контакты диода изготавливались с помощью литографии и последующего травления, зазор между катодом и анодом исследуемых диодов составлял от 2 до 10 мкм. Характер тока в контактах был туннельным, т.е. электроны инжектировались из металла в полупроводник через область тонкого потенциального барьера, сформированного между металлом и  $\delta$ -легированным слоем 2. Контактное сопротивление составляло  $< 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Концентрация электронов ( $n$ ) в слое 2 между контактами была пренебрежимо мала в силу обедняющего действия свободной поверхности образца.

Подвижность в исследуемом  $\delta$ -легированном слое 4 составляла от 700 до  $1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  в зависимости от уровня легирования, в слое 3  $\sim 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , а в слое 5  $\sim 7000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . После проведения эксперимен-

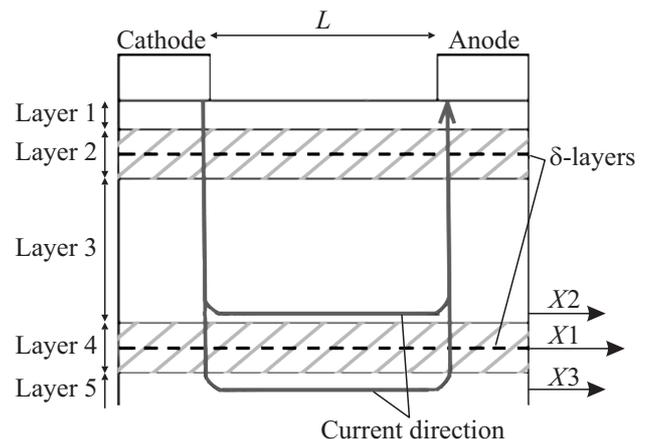


Рис. 1. Структура исследуемого планарного диода Ганна. Верхний  $\delta$ -легированный слой необходим для компенсации заряда, возникающего на поверхности кристалла из-за контакта с атмосферой; этот слой не принимает участия в работе прибора, так как является обедненным. Рабочей областью является слой 4 и области слоев 3 и 5, прилегающие к нему. Стрелкой показано направление электрического тока в структуре — большая часть тока протекает по границе слоев 4–3 и 4–5, т.е. там, где много электронов и высока их подвижность из-за малого рассеяния на ионах доноров  $\delta$ -слоя. Величина  $L$  варьировалась от 2 до 10 мкм.

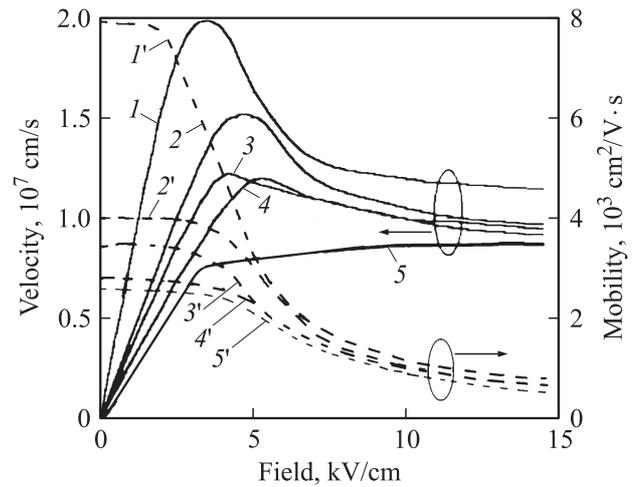
тов выполнялось моделирование процессов во всех трех указанных в табл. 1 типах диодов (структуры I–III) и рассчитывалось их поведение после радиационного воздействия.

Особенностью полупроводниковой структуры планарного диода [2] является наличие слоя широкозонного материала GaAlAs (слои 2 и 4), который содержал  $\delta$ -слой ионов доноров. В исследуемой нами структуре материал этих слоев заменен на GaAs, а  $\delta$ -слой ионов доноров оставлен без изменений. Это существенно упростило технологию изготовления структуры, но позволило провести анализ преимуществ планарных диодов Ганна, в том числе их радиационной стойкости.

Как описано в [2], электроны в структуре перемещаются от анода к катоду в латеральном направлении по слою нелегированного GaAs (слои 3 и 5), прилегающего к GaAlAs (слой 4) как сверху, так и снизу. Указанная особенность позволяет повысить подвижность и среднюю дрейфовую скорость электронов, так как паразитное рассеяние электронов на ионах доноров отсутствует. Это приводит к увеличению предельной частоты генерации планарного диода Ганна. Такой механизм увеличения скорости электронов известен и применяется в полевых транзисторах типа НЕМТ (high electron mobility transistor) для повышения предельной частоты усиления. Отметим, что слой 2 оказывается обедненным носителями заряда, так как компенсирует заряд естественного окисла, возникающего на поверхности полупроводниковой структуры диода между анодом и катодом.

В изготовленных нами структурах электроны протекали как по слою квантовой ямы, образованной  $\delta$ -слоем (слой 4 на рис. 1), так и вблизи ее границы в слоях 3 и 5 (оси X2 и X3 на рис. 1). Однако в силу того, что подвижность электронов в слое 4 была в 4–8 раз ниже, чем в слоях 3 и 5, а концентрация электронов во столько же раз выше, проводимость указанных слоев была сравнима с проводимостью слоя 4. Таким образом, распределение тока по глубине структуры было похоже на распределение тока в [2], хотя использование широкозонного слоя 4 в [2] приводит к полному подавлению тока по слою 4, что положительно сказывается на свойствах диодов. В случае структур I и II указанные преимущества были реализованы лишь до некоторой степени. Как показано далее, при увеличении напряжения питания доля электронов, протекающих по  $\delta$ -слою, существенно снижалась, а по слоям 3 и 5 значительно увеличивалась из-за разогрева электронного газа и выброса электронов из квантовой ямы в слое 4, что и позволяло наблюдать эффект Ганна.

Указанное учитывалось при проведении экспериментальных исследований и последующего моделирования, что позволило предсказать поведение как структур I и II, так и структуры III при радиационном облучении. Последняя исследовалась только теоретически. Следует отметить, что по третьей координате, т.е. в направлении „за рисунок“, структуры были достаточно



**Рис. 2.** Расчетные зависимости дрейфовой скорости (I–5) и подвижности (I'–5') электронов в GaAs от напряженности электрического поля: без облучения (I, I', 2, 2') и после облучения флюенсом нейтронов  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (3, 3', 4, 4' и 5, 5'). Концентрация легирующей примеси: (I, I' и 3, 3') —  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; (2, 2' и 3, 3') —  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; (5, 5') —  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Зависимости 5, 5' после облучения флюенсами нейтронов до  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  изменяются незначительно.

протяженными, так что их параметры в СВЧ и КВЧ диапазонах частот не измерялись. На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости подвижности электронов и их средней дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, рассчитанных методом Монте-Карло, как это было предложено нами ранее в [7]. Также показано, что результаты расчетов хорошо совпадают с экспериментом.

Сравнивались указанные зависимости для полупроводниковых слоев с различным уровнем легирования до и после нейтронного облучения. Как следует из рис. 2, при увеличении уровня легирования влияние радиационного облучения сказывается меньше. Это объясняется тем, что при воздействии радиации будут формироваться комплексы дефектов с примесными атомами. Наличие радиационных дефектов приводит к увеличению частоты рассеяния электронов, поэтому их подвижность падает (рис. 2), а также уменьшается отрицательная дифференциальная проводимость диодов, так что снижается выходная мощность и КПД генераторов на основе указанных диодов. Этот вывод совпадает с данными по радиационной стойкости диодов Ганна традиционной (объемной) конструкции [8].

Поскольку величина электрического тока в диодах Ганна пропорциональна скорости электронов в структуре, отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) диода возникает при таких напряжениях питания, когда напряженность поля в диоде соответствует области спада на зависимости средней дрейфовой скорости электронов от напряженности поля (рис. 2). Наклон кривых зависит от концентрации ионов доноров в по-

лупроводнике. В случае 1, где подвижность велика и большая ОДП, концентрация электронов мала, поэтому нет носителей, способных образовывать домен Ганна. Кривая 5 соответствует случаю большой концентрации электронов и доноров, но малой подвижности и отсутствию ОДП. Из-за большого количества столкновений с ионами доноров при движении формирование домена Ганна подавляется. Таким образом, кривая 3 дает максимальное значение отрицательной дифференциальной проводимости слоев GaAs, а соответствующая ей концентрация электронов и доноров ( $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) оптимальна для создания объемных диодов Ганна с высокими предельными частотами генерации ( $\sim 100 \text{ ГГц}$ ) [1].

В планарных диодах Ганна наличие  $\delta$ -легированных слоев создает высокую проводимость структуры, а транспорт электронов организуется вдоль границ полупроводниковой структуры в примыкающем слое с низкой концентрацией доноров. Параметры этого слоя соответствуют кривой 1 на рис. 2. Таким образом, создаются условия, когда есть много электронов и отсутствуют рассеивающие электроны центры, препятствующие образованию домена Ганна. Поэтому в таких диодах реализуется максимально возможная для GaAs отрицательная дифференциальная проводимость, связанная с междолинными переходами электронов. Соответственно кпд и предельные частоты генерации для таких приборов выше, что и доказывают данные [2].

Мы предположили, что в отличие от традиционной конструкции в планарных диодах благодаря высокой концентрации примеси в  $\delta$ -легированных слоях уровни радиационного воздействия, при которых будут происходить существенные изменения параметров приборов, должны быть значительно выше. Отчасти это предположение подтверждает тот факт, что у транзисторов с двумерным электронным газом (HEMT), использующих схожие полупроводниковые гетероструктуры с  $\delta$ -легированными слоями, имеющими концентрацию примеси  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , уровень радиационной стойкости составляет  $> 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  для облучения нейтронами спектра деления [9], что существенно выше, чем у объемных диодов Ганна, имеющих стойкость на уровне  $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$  [8]. Иными словами, чем меньше концентрация примеси, тем меньшая концентрация радиационных дефектов сможет существенным образом влиять на концентрацию электронов, величину электрического тока и выходную мощность диода. В исследуемых нами  $\delta$ -легированных структурах концентрация примеси и электронов проводимости велика, поэтому ожидается высокая радиационная стойкость изготовленных планарных диодов Ганна.

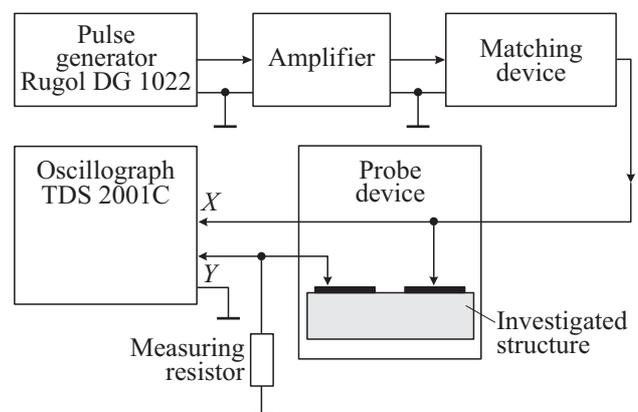
Задачи данной работы — экспериментально оценить величину отрицательной дифференциальной проводимости планарных структур, предназначенных для изготовления диодов Ганна, доказать наличие междолинных переходов и измерить критическое напряжение образования домена Ганна, а также предсказать уровень

радиационной стойкости КВЧ диодов Ганна, которые могли бы быть изготовлены на указанных структурах.

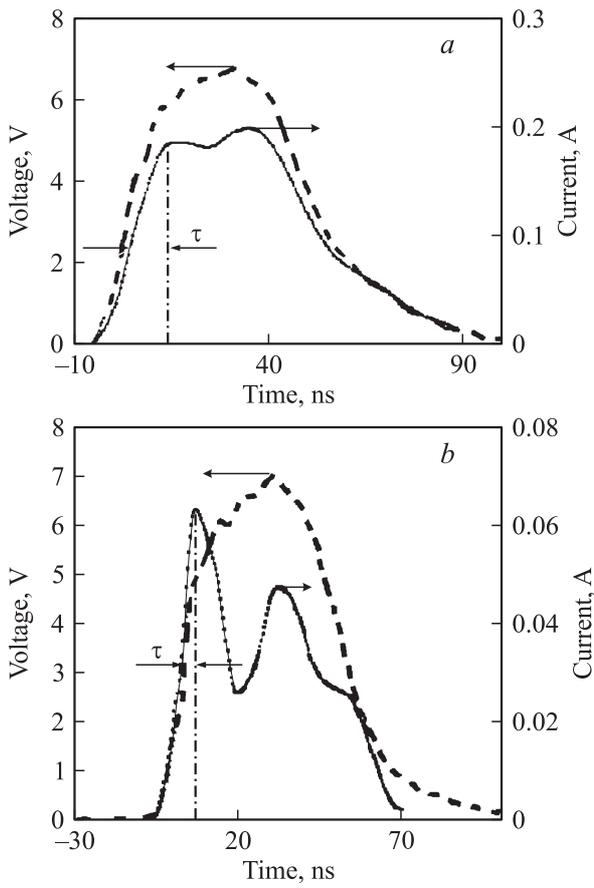
### 3. Методика и результаты эксперимента

При проведении экспериментального исследования электрических характеристик исходных структур для планарных диодов Ганна прежде всего необходимо обнаружить области отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперной характеристике. Наличие таких областей дает основание для проведения дальнейших исследований по проектированию КВЧ диодов и изготовлению генераторов на их основе. Важно, чтобы механизм, приводящий к отрицательной дифференциальной проводимости, был быстрым. Если характерное время возникновения отрицательно дифференциальной проводимости при подаче питания составляет 1 пс, то возможно достижение частоты генерации  $\sim 300 \text{ ГГц}$ . Отрицательная дифференциальная проводимость, связанная с разогревом структуры, характеризуется большими временами стабилизации и поэтому будет давать небольшие частоты генерации, порядка единиц МГц, что нам не интересно. Поэтому было необходимо экспериментально доказать, что в рассматриваемых структурах отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) вызвана междолинным переходом электронов (т. е. эффектом Ганна), а генераторы на таких планарных структурах перспективны.

Измерения проводились на структурах I и II, различающихся концентрацией доноров (табл. 1), что позволяло добиться меньших токов, а следовательно, и разогрева структуры II. На рис. 3 показана блок-схема экспериментальной установки. На образец с генератора подавался гауссообразный импульс напряжения, осциллографом регистрировались падения напряжения на диоде и



**Рис. 3.** Блок-схема экспериментальной установки. От генератора импульсов на диод подавались импульсы длительностью 50 нс с периодом 100 мкс и длительностью фронта импульса  $< 10 \text{ нс}$  на иглах контактного зондового устройства. Последнее достигалось специальной согласующей схемой.



**Рис. 4.** Типичный вид зависимости напряжения и тока диода от времени для структур I (a) и II (b).  $\tau$  — длительность фронта импульса, измеряемая на полувысоте. Провал в верхней части импульса тока соответствует возникновению отрицательной дифференциальной проводимости.

токоизмерительном резисторе, пропорциональное току диода. Для формирования импульсов тока использовался серийный генератор импульсов RIGOL DG1022U. Для получения необходимых значений амплитуд импульсов тока был разработан согласующий усилитель, выходной каскад которого был выполнен на составном транзисторе по схеме с общим коллектором. Это позволило получать импульсы тока амплитудой до 1 А. С целью уменьшения длины сигнальной линии усилительный модуль расположен в непосредственной близости от образца и использованы подстроечные элементы в виде согласующих RC-цепочек специальной конструкции, что позволило компенсировать паразитные емкости схемы и обеспечить фронт импульса тока длительностью  $\sim 5$  нс на концах иглоок зондового устройства.

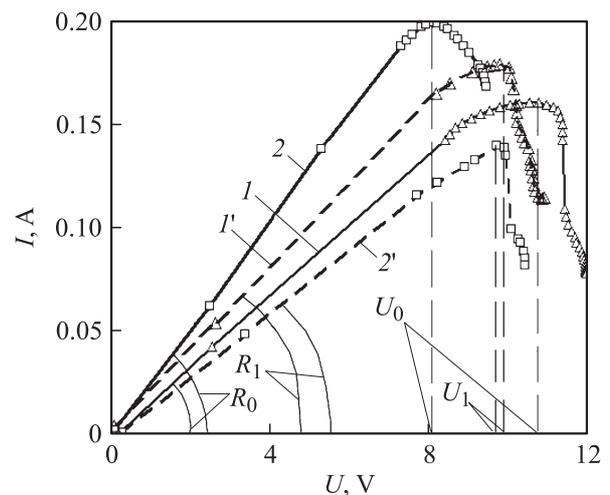
Зависимости импульсов тока и напряжения исследуемых структур представлены на рис. 4. Видно, что зависимость импульса тока от времени, соответствующая переднему и заднему фронтам импульса напряжения, различаются. Это связано с нагревом диода.

Нагрев структуры оценивался по формуле  $\Delta T = Q/cm$ , где  $Q = UI\tau$ ,  $U$  и  $I$  — значения напряжения и то-

ка соответственно на полувысоте фронта импульса, а их произведение — средняя рассеиваемая мощность,  $\tau$  — длительность фронта импульса (см. рис. 4),  $c$  — теплоемкость арсенида галлия,  $m$  — масса активной области структуры, где протекает ток,  $\Delta T$  — искомая температура нагрева диода. Для структуры I нагрев составлял  $145^\circ\text{C}$ . Для структуры II передний фронт короче, ток меньше, и диод нагревается на  $\sim 33^\circ\text{C}$ , что мало влияет на параметры диода. Провал в верхней части импульса тока соответствует возникновению отрицательной дифференциальной проводимости, которая чувствительна к температуре структуры. Иными словами, структура II более, чем I, подходит для умножения и генерации сигнала.

Исследовалась реакция импульсных вольт-амперных характеристик диодов до и после облучения нейтронами со средними энергиями 1, 14 МэВ и флюенсами  $4.1 \cdot 10^{14}$ ,  $1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  соответственно. Флюенсы облучения были подобраны так, что концентрация радиационных дефектов приблизительно совпадала. Однако размеры кластеров радиационных дефектов, создаваемых нейтронами с энергиями 14 МэВ, были по размеру в несколько раз больше: 100–200 нм против 20–40 нм для нейтронов со средней энергией 1 МэВ. Размеры кластеров дефектов измерялись нами ранее экспериментально [10], оценивались расчетным путем согласно алгоритму TRIM [11], а транспорт электронов в GaAs с кластерами дефектов моделировался методом Монте-Карло в [12].

Результаты измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) приведены на рис. 5, а сравнение поведения диодов с различными зазорами между контактами до и после облучения обобщено в табл. 2. Наблюдался



**Рис. 5.** Вид импульсных вольт-амперных характеристик  $I(U)$  диодов на структурах I (1, 1') и II (2, 2') до (1, 2) и после (1', 2') облучения нейтронами со средней энергией 14 МэВ. Обозначения:  $U_0$  и  $U_1$  — напряжения, соответствующие максимальным токам диодов до и после облучения;  $R_0$  и  $R_1$  — сопротивления диодов на начальном участке ВАХ до и после облучения соответственно.

**Таблица 2.** Относительные изменения сопротивления диодов на начальном участке ВАХ и напряжения, соответствующего максимуму тока на ВАХ, при облучении нейтронами со средней энергией 1 и 14 МэВ

Средняя энергия нейтронов, МэВ/ флюенс нейтронов, см <sup>-2</sup>	Параметр	Структура I			Структура II		
		Расстояние катод–анод			Расстояние катод–анод		
		2 мкм	4 мкм	8 мкм	2 мкм	4 мкм	8 мкм
1/4.1 · 10 <sup>14</sup>	(R <sub>0</sub> – R <sub>1</sub> )/R <sub>0</sub> , %	–10	–9	–7	–19	–15	–19
	(U <sub>0</sub> – U <sub>1</sub> )/U <sub>0</sub> , %	–9	–6	–20	–6	–5	–15
14/1.4 · 10 <sup>14</sup>	(R <sub>0</sub> – R <sub>1</sub> )/R <sub>0</sub> , %	35	60	68	–20	–15	–18
	(U <sub>0</sub> – U <sub>1</sub> )/U <sub>0</sub> , %	4	–1	18	–7	–2	–9

*Примечание.* Обозначения U<sub>0</sub>, U<sub>1</sub>, R<sub>0</sub>, R<sub>1</sub> показаны на рис. 5. Приведены усредненные данные по трем диодам для каждого значения. Знак „минус“ соответствует увеличению параметра.

как нормальный, т. е. известный из литературы [8], тип ВАХ диодов, когда сопротивление облучения увеличивалось, так и аномальный, когда сопротивление диодов снижалось, т. е. параметры структур, с точки зрения перспективности изготовления КВЧ диодов Ганна, улучшались. Полученные данные в целом согласуются с результатами исследований радиационной стойкости δ-легированных слоев GaAs, проведенными в [3] для ионного облучения.

#### 4. Результаты компьютерного моделирования и сопоставление с экспериментом

Моделирование транспорта электронов в полупроводниковой структуре осуществлялось в двумерном приближении с помощью квазигидродинамической модели [1,7]. Основными уравнениями являются: уравнения Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов.

Зависимости скорости, времен релаксации энергии и импульса электронов от их энергии задавались согласно данным, полученным методом Монте-Карло [7,12]. Решение этой системы уравнений осуществлялось стандартными сеточными методами. Для моделирования процессов в диодах использовались граничные условия смешанного типа — на границах контактов задавались значения потенциала, концентрации и энергии носителей. На остальных поверхностях расчетной области поддерживались нулевыми градиенты потенциала, концентрации и энергии электронов так, что нулевыми были значения плотностей тока электронов и потока энергии электронного газа через эти границы.

Радиационное воздействие моделировалось путем уменьшения уровня легирования слоев структуры согласно данным [13], а также учитывались изменения подвижности и скорости насыщения электронов, приведенные на рис. 2. Для учета радиационного влияния на динамику формирования домена Ганна в модель

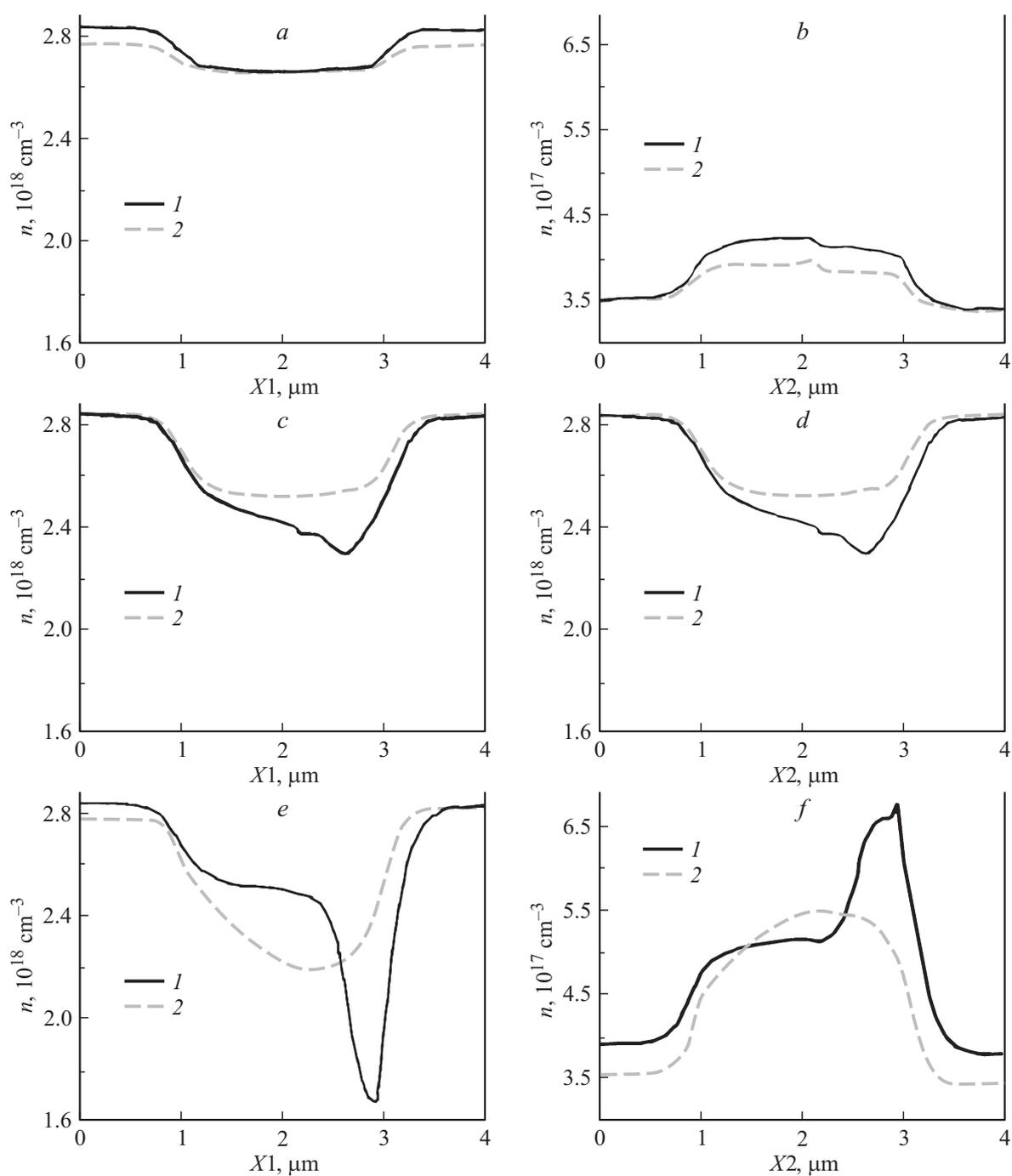
вводилась зависимость времен релаксации энергии и импульса электронов от флюенса нейтронного облучения, полученная нами ранее путем моделирования процессов переноса электронов в GaAs-структурах методом Монте-Карло [7,12] с учетом рассеяния электронов на радиационных дефектах различной структуры и разного размера [11].

В результате расчетов были получены двумерные распределения потенциала, энергии электронов, плотности тока и модуля напряженности электрического поля, а также одномерные распределения концентрации электронов вдоль осей X1 и X2, указанных на рис. 1, приблизительно соответствовавших направлениям движения электронов в активной области структур (см. стрелку на рис. 1). Результаты расчетов до и после облучения представлены на рис. 6.

Хорошо видно, что распределение концентрации электронов в домене Ганна после облучения изменяется: величина его становится меньше, а сам домен расплывается. При уровнях облучения > 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> домен перестает образовываться. Причиной уменьшения домена является подавление междолинных переходов электронов, вызванное увеличением их рассеяния на радиационных дефектах, что приводит к уменьшению средней энергии электронного газа и снижению вероятности междолинного рассеяния в верхние долины.

Результаты расчетов показывают, что пороговое значение уровня нейтронного облучения, при котором значение генерируемой диодом мощности уменьшается на 10%, составляет (2–3) · 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>, что в 1.3–1.5 раза ниже уровня, определенного по экспериментальным данным, приведенным выше. Таким образом, погрешность предложенной в работе модели составляет 30–50% и может быть существенно уменьшена путем введения поправок, полученных на основе детального моделирования процесса междолинных переходов методом Монте-Карло. Последнее планируется сделать в следующих работах.

Аномальное поведение структур, соответствующее снижению сопротивления после облучения, противоречит данным компьютерного моделирования. Скорее



**Рис. 6.** Расчетные зависимости концентрации электронов от продольной координаты вдоль осей  $X1$  и  $X2$  до (1) и после (2) облучения в структуре II. Напряжение на аноде, В:  $a, b$  — 0.7;  $c, d$  — 1.7;  $e, f$  — 2.

всего указанное объясняется изменением контактного сопротивления металл–полупроводник, а также влиянием облучения нейтронами с энергией 14 МэВ на характер протекания тока между контактами и слоем 4. Поскольку снижение сопротивления зафиксировано только для нейтронов с большей энергией и только для структур с большим уровнем легирования слоя 4, возможно, облучение привело к формированию проводящих каналов между контактами и слоем 4. Обращает

на себя внимание тот факт, что кластеры радиационных дефектов, формируемые нейтронами с энергией 14 МэВ, имели размер, превышающий расстояние между контактом и слоем 4, а кластеры, формируемые нейтронами с энергией 1 МэВ, были в несколько раз меньше. Для проверки данного предположения требуются дополнительные экспериментальные исследования и расчеты с использованием модели транспорта электронов, предложенной в [14].

Расчет, проведенный для структуры GaAs/GaAlAs, показал, что в целом процессы формирования домена Ганна подобны приведенным на рис. 5, но наличие потенциального барьера гетероперехода повышает эффективность формирования домена Ганна. Последнее объясняется тем, что ток в слое 4 структуры не протекает, поэтому рассеяние на ионах доноров в  $\delta$ -слое минимизировано. В связи с этим радиационная стойкость структуры GaAs/GaAlAs выше в 1.5–2.5 раза.

Сопоставление измеренного и рассчитанного уровней радиационной стойкости диодов с литературными данными показывает, что уровень стойкости планарных диодов Ганна на 1–2 порядка больше, чем для объемных диодов Ганна классической конструкции [8,13]. Полученные результаты говорят о перспективности применения планарных диодов Ганна в аппаратуре специального назначения.

## 5. Заключение

Результаты работы показывают, что предложенные в работе блок-схема и конструкция измерительного стенда, а также методика проведения измерений импульсных ВАХ планарных диодов Ганна позволяют определять величину разогрева активной области диода. Измерение длительностей фронтов импульсов, токов и напряжений на диодах, а также оценка температуры диодов доказывают наличие области отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ, связанной с междолинными переходами электронов, а не с нагревом образца протекающим током.

Разработанная физико-топологическая модель позволяет проводить расчеты вольт-амперных характеристик, распределения плотности тока, электрического поля, концентрации и средней энергии электронов в планарных диодах Ганна до и после радиационного облучения. Показано, что пороговое значение уровня нейтронного облучения, при котором значение генерируемой диодом мощности изменяется на 10%, составляет  $(2-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Это значение более чем на порядок величины превосходит аналогичный результат для объемных диодов Ганна. Полученные результаты говорят о перспективности применения планарных диодов Ганна в аппаратуре специального назначения.

Предложенный в работе расчетно-экспериментальный подход перспективен при выполнении ранних стадий НИР и позволяет с меньшей погрешностью предсказать радиационную стойкость и перспективность проведения масштабных исследований новых типов полупроводниковых диодов и транзисторов. Благодаря использованию опорных экспериментальных данных удалось повысить достоверность результатов расчетов с помощью предложенной физико-топологической модели, а с другой стороны, — снизить объем экспериментальных исследований, ограничившись лишь проведением наименее

трудоемкого эксперимента в течение небольшого промежутка времени.

Поскольку результаты предварительных работ показывают перспективность выбранного направления исследований, работы будут продолжены. В дальнейшем планируется провести серию экспериментов и расчетов, позволяющих предсказать радиационную стойкость более сложных по конструкции диодов, которые предложены в работе [2] и хорошо зарекомендовали себя как базовые элементы генераторов КВЧ и терагерцового диапазонов частот.

Работа частично поддержана грантом (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ), а также Государственным заданием Министерства образования и науки России (код проекта 2183).

## Список литературы

- [1] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [2] A. Khalid, N.J. Pilgrim, G.M. Dunn. *Electron Dev. Lett.*, **28** (10), 849 (2007).
- [3] I. Danilov, J.P. deSouza, H. Boudinov, A.V. Murel, V.M. Daniltsev, V.I. Shashkin. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (13), 1917 (1999).
- [4] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, С.А. Негашев, О.Е. Рут, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин, В.М. Данильцев. В сб.: *Матер. совещ. „Нанозфизика“* (Нижний Новгород, 2000) с. 78.
- [5] В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова. В сб.: *23rd Int. Crimean Conf. Microwave & Telecommunication Technology* (Sevastopol CriMiCo'2013 Organizing Committee, CrSTC) с. 122. ISBN: 978-966-335-395-1, 2013).
- [6] В.И. Шашкин, В.М. Данильцев, Е.В. Демидов, А.В. Мурель, И.Ю. Шулепова. *Матер. 22-й Междунар. Крымской конф. „СВЧ-техника, телекоммуникационные технологии“ CriMiCo'2012* (Севастополь, 2012) с. 733.
- [7] С.В. Оболенский. *Изв. вузов. Электроника*, **6**, 31 (2003).
- [8] Е.А. Ладыгин. *Действие проникающей радиации на изделия электронной техники* (М., Сов. радио, 1980).
- [9] Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский, Д.И. Дюков, А.Г. Фефелов, Д.С. Демидова. *ФТП*, **46**(12), 1587 (2012).
- [10] Е.В. Волкова, С.В. Оболенский. *Физика и химия обработанных материалов*, **3**, 29 (2005).
- [11] С.В. Оболенский. *Изв. вузов. Электроника*, **4**, 49 (2003).
- [12] Н.В. Демарина, С.В. Оболенский. *ЖТФ*, **72** (1), 66 (2002).
- [13] Р. Цулег. *Радиационные эффекты в ИС на GaAs* (М., Мир, 1988) с. 501.
- [14] S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov, V.I. Shashkin. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **58** (8), 2507 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

## Radiation resistance of planar Gunn diodes with a $\delta$ -doped layers

*E.S. Obolenskaya*<sup>+</sup>, *A.U. Churin*<sup>+</sup>, *S.V. Obolensky*<sup>+</sup>,  
*A.V. Murel*<sup>\*</sup>, *V.I. Shashkin*<sup>\*</sup>

<sup>+</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
National Research University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>\*</sup> Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
607680 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The radiation resistance of planar Gunn diodes was investigated. Based on the results of measurements of pulsed current–voltage characteristics and computer simulations it was shown the use of  $\delta$ -doping layers contributes to higher radiation resistance of planar diodes order of magnitude compared to conventional Gunn diodes. The results of the work allowed us to formulate methodical guidelines that reduce the amount of computational and experimental researches, without reducing their information significantly.