

Выявление основных каналов рекомбинации в слабо легированных слоях GaAs $p-i-n$ -диодов до и после облучения 1 МэВ нейтронами

© М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, В.А. Козлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru, f.soldatenkov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 8 сентября 2024 г.

В окончательной редакции 6 октября 2024 г.

Принята к публикации 29 октября 2024 г.

Исследованы высоковольтные GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диоды, изготовленные методом жидкофазной эпитаксии в среде водорода, до и после облучения нейтронами с энергией 1 МэВ и флюенсом $2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. С использованием методов нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней и контроля динамики обратного восстановления диодов определены основные каналы рекомбинации неосновных носителей в базовых n^0 -слоях GaAs диодов. Обнаружено соответствие значений времени жизни неравновесных носителей заряда, определенных с помощью обоих методов. Выявлено, что дефекты $HL2$ являются основными рекомбинационными центрами в диодах до облучения, определяя их динамические характеристики и время жизни неосновных носителей заряда в базовых слабо легированных слоях. Установлено, что после облучения нейтронами динамика процессов прямого и обратного переключения определяется рекомбинацией через глубокие акцептороподобные D^- состояния трехзарядных центров радиационных дефектных полос. Обнаружено, что в слабо легированных слоях GaAs дефект повреждения, окруженный большим кулоновским барьером, демонстрирует конфигурационную метастабильность, управляемую оптической подсветкой.

Ключевые слова: GaAs, нейтронное облучение, емкостная спектроскопия, p^0-i-n^0 -переход, жидкофазная эпитаксия, обратное восстановление диодов.

DOI: 10.61011/FTP.2024.08.59205.6890

1. Введение

Хорошо известно, что арсенид галлия уже давно нашел широкое применение в производстве приборов оптоэлектроники и СВЧ электроники. При этом в последние годы биполярные высоковольтные диоды на основе GaAs-структур, впервые изготовленные и исследованные Ж.И. Алфёровым с коллегами из ФТИ А.Ф. Иоффе около 50-ти лет тому назад [1], также начинают, наконец, привлекать внимание производителей мощных высокочастотных диодов. Кристаллы таких диодов могут надежно и эффективно работать при температурах до 250°C на частотах в диапазоне от сотни килогерц до нескольких мегагерц, что необходимо для построения современных энергоэффективных силовых преобразователей с малой массой и габаритами. Благодаря высокому качеству подложек арсенида галлия, их сравнительно малой стоимости и простоте оборудования для жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) изготовление приборных GaAs-структур $p-i-n$ -диодов на их основе уже запущено в экспериментальное производство в ряде компаний и находит применение взамен сравнительно дорогих приборов на основе SiC [2].

Для большинства приложений на рынке силовой высокочастотной электроники сегодня требуются диоды с уровнем блокируемых напряжений от десятков вольт до пары киловольт, имеющих времена обратного восстановления $< 100 \text{ нс}$. При этом одним из основных требований, предъявляемых к современным силовым диодам с

повышенным быстродействием, является мягкий характер переключения диодов из проводящего состояния в запертое [3,4]. Это требование обеспечивает снижение амплитуды высоковольтных всплесков перенапряжения на индуктивностях в силовых цепях с такими диодами, препятствует появлению высокочастотных паразитных колебаний и генерации электромагнитных помех, что в конечном итоге может приводить к повреждению элементов электронных схем или просто к высокому уровню радиочастотных помех при их работе.

Известно, что основное влияние на динамические (временные) характеристики биполярных диодов (времена модуляции проводимости и рассасывания электронно-дырочной плазмы в базовых слоях диодов), а также на параметры их статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) оказывают дефекты в активных слоях кристаллов, образующиеся в процессе эпитаксиального роста структур [5–8] и имеющие глубокие уровни (ГУ) в запрещенной зоне, через которые идут генерационно-рекомбинационные процессы. Современный маршрут изготовления большинства силовых биполярных диодов обычно базируется на принципе минимизации дефектов с ГУ при изготовлении приборных структур, т.е. достижения высоких значений времен жизни неосновных носителей заряда (ННЗ). Для достижения хороших динамических параметров диодных структур уже после их полного изготовления они обычно подвергаются радиационному облучению частицами высоких энергий. Облучение обеспечивает точное кон-

тролируемое введение точечных радиационных дефектов в полупроводниковые структуры, снижение времени жизни ННЗ и улучшение частотных характеристик диодов до нужного уровня.

С другой стороны, еще одним важным требованием, предъявляемым к современным полупроводниковым приборам, в том числе силовым, является их высокая стойкость к воздействию ионизирующих излучений. Данная характеристика полупроводниковой структуры определяется не только выбранным для ее изготовления полупроводниковым материалом, но и параметрами использованных технологических процессов изготовления приборных структур, которые, в частности, могут сильно влиять на общее количество и характеристики глубоких ловушек в базовых слоях силовых приборов [9–12].

В данной работе исследовались биполярные диоды на основе высоковольтных GaAs p^0-i-n^0 -структур, выращенных в атмосфере водорода методом ЖФЭ, с контролируемым распределением остаточных примесей и собственных дефектов с ГУ [5–8]. Данная технология позволяет изготавливать приборы, способные работать при температурах до 300°C и в цепях с частотами до уровня 100 кГц. Часть диодных чипов подвергалась облучению потоком нейтронов с энергией $E \sim 1.0$ МэВ с целью повышения рабочих частот таких диодных структур до уровня ~ 1 МГц за счет соответствующего снижения времени жизни ННЗ в базовых слоях структур. Доза облучения нейтронами для исследованных в работе образцов достигала значения $2.9 \cdot 10^{13}$ нейтронов/см⁻². Это позволило расширить наши представления как о механизмах и возможностях управления частотными характеристиками приборных структур при их выращивании на основе инженерии ростовых дефектов, так и дальнейших возможностях улучшения частотных характеристик диодов путем радиационного воздействия на них потоками нейтронов. Полученные результаты данной работы также позволяют оценить и уровень радиационной стойкости исследованных диодов, что весьма важно, так как именно по реакции на воздействие быстрыми нейтронами обычно определяют стойкость элементной базы к ионизирующим излучениям.

Дефекты, ответственные за безызлучательную рекомбинацию, изучались с использованием нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ, DLTS) [5–14]. Определение параметров дефектов ГУ, таких как энергии термической активации (E_t), сечения захвата (σ_p) и концентрации (N_t) важно для правильного понимания их роли в генерационно-рекомбинационных процессах и для точного количественного расчета значений времени жизни ННЗ в полупроводниковых материалах и особенно после радиационных воздействий. В качестве второго метода оценки времени жизни ННЗ в биполярных импульсных приборах с $p-i-n$ -переходами нами использовался метод регистрации процессов обратного восстановления диодов при переключении из проводящего состояния в блокирующее [15–21]. Сравнение значений времен жизни ННЗ, определенных с помощью

DLTS-измерений, с временами обратного восстановления (ОВ), позволяет точнее идентифицировать центры рекомбинации, ответственные за времена жизни ННЗ и ОВ диодных структур. В ранее опубликованной нами статье [12] были представлены результаты детальных исследований ловушек с ГУ в GaAs-диоде с p^0-i-n^0 -переходом, выращенном методом ЖФЭ в восстановительной среде водорода. Несмотря на эту работу, оставалось много вопросов относительно типа и природы глубоких ловушек в исследуемых структурах, могущих быть основными рекомбинационными центрами, которые определяют динамические характеристики и времена жизни неосновных носителей заряда в базовых слабо легированных слоях до нейтронного облучения и после него. В этой статье мы представляем результаты DLTS-исследования глубоких ловушек, удовлетворяющих обозначенным выше критериям.

Таким образом, данная работа посвящена экспериментальному изучению влияния нейтронного облучения на образование ГУ дефектов и выявлению взаимосвязи между временем жизни ННЗ, измеренных с помощью DLTS и ОВ в базовых слабо легированных слоях высоковольтных GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодов, выращенных методом ЖФЭ в атмосфере водорода.

2. Экспериментальные результаты и обсуждения

2.1. Характеристики обратного восстановления диодов

Определение времени обратного восстановления блокирующей способности диодов (t_{rr}), максимальной амплитуды тока I_{R_max} при обратном восстановлении, оценка степени „мягкости“ переключения для двух групп образцов без облучения и после облучения приборов нейтронами проводились по осциллограммам переключения диодов из проводящего состояния в блокирующее (рис. 1 и 2). Регистрация процесса восстановления блокирующей способности диодов проводилась в режимах, аналогичных режимам измерения времени ННЗ по методу Лэкса [22,23] для случая равенства амплитуд импульсов прямого и обратного значения токов. Длительность процесса обратного восстановления $p-n$ -диода зависит от суммарного избыточного заряда неосновных носителей, накопленного в базе при прямом смещении. Конкретная форма зависимостей тока и напряжения от времени определяется распределением избыточных носителей в диоде и параметрами электрической цепи.

Процесс ОВ можно разделить на две фазы (на рис. 2 эти фазы хорошо различимы). На начальной фазе полярность напряжения на $p-n$ -переходе диода в течение времени t_1 продолжает оставаться соответствующей смещению диода в прямом направлении, в то время как ток в цепи меняет свое направление на обратное. Во время этой фазы в идеализированном случае ток через диод

определяется внешней цепью (т. е. напряжением питания и нагрузочным сопротивлением в цепи диода), вплоть до момента рассасывания неравновесных носителей у $p-n$ -перехода. Эту фазу называют также фазой сохранения. На этом этапе концентрация избыточных неравновесных дырок в базе и у $p-n$ -перехода уменьшается как за счет ухода дырок через $p-n$ -переход в p -область, так и за счет их рекомбинации в n -области, достигая своего нулевого значения в конце первой фазы. Начиная с этого момента полярность напряжения на $p-n$ -переходе меняется на обратную и у $p-n$ -перехода диода начинает формироваться слой объемного заряда (СОЗ). Растущее электрическое сопротивление расширяющегося СОЗ начинает ограничивать протекание обратного тока, величина которого I_{R_min} уменьшается в конечном итоге до предельно малых значений, порядка единиц микроампер в нашем случае. I_{R_min} — ток утечки диодной структуры при обратном смещении определяется суммой термогенерационного тока через ГУ в СОЗ и „утечкой“ по поверхности краевого контура диодной структуры. Интервал времени t_2 обычно определяют от момента, когда амплитуда обратного тока достигает максимального значения I_{R_max} до момента, когда обратный ток уменьшается до значения 25% от I_{R_max} .

Время ОВ диода ($t_{rr} = t_1 + t_2$) до облучения нейтронами составило 115 нс (рис. 1). После облучения значения времени t_{rr} уменьшились до 8,5 нс (рис. 2). Таким образом, облучение нейтронами с флюенсом $2,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ приводит к значительному уменьшению (более чем на порядок) значений времени (t_{rr}) и многократному снижению амплитудных значений тока обратного восстановления диодов (I_{R_max}), что соответствует уменьшению заряда обратного восстановления диодов Q_{rr} в ~ 50 раз. В случае переходного процесса переключения диода с фазой накопления для времени t_1 и t_2 существуют трансцендентные уравнения, связывающие их со средним временем жизни неосновных носителей дырок (τ_h), которые чрезвычайно трудно измерить и нецелесообразно характеризовать переключающие диоды. В работах [22–24] был предложен новый подход для характеристики переключения диода с параметрами, которые можно легко измерить. В этих работах анализируются переходный процесс обратного переключения, и новые уравнения для времени переключения диода с $p-n$ -переходом, которые получены путем связывания обратного (I_{R_max}) и прямого (I_F) тока к заряду неосновных носителей Q , накопленному в базовой области диода в течение времени сохранения t_1 . В этом случае выражения для времени жизни неосновных носителей дырок τ_h с помощью метода обратного восстановления можно оценить, используя соотношение [22–24]: $t_h = t_1 / \ln(1 + I_F / I_{R_max})$. Осциллограммы GaAs диодов до облучения демонстрируют неидеальность в форме волны тока восстановления — наблюдается некоторое непостоянство амплитуды обратного тока I_R в течение фазы сохранения, что может быть обусловлено, как указано в работе [17], наличием паразитных индуктив-

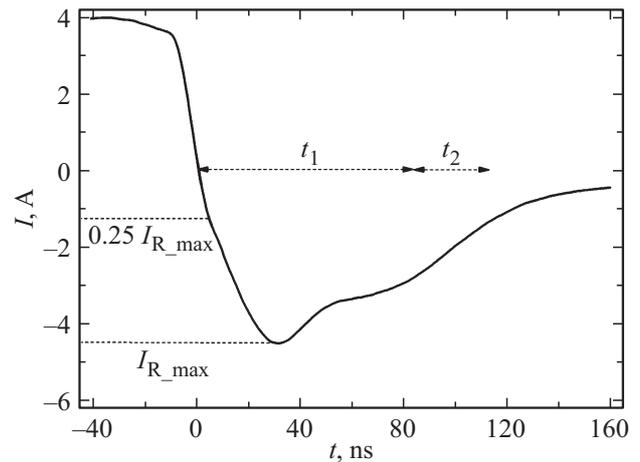


Рис. 1. Осциллограммы переключения GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диода до облучения нейтронами.

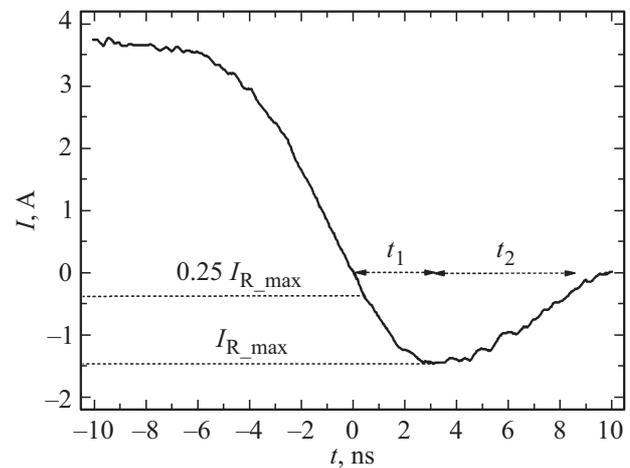


Рис. 2. Осциллограммы переключения GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диода после облучения нейтронами.

ностей, задержкой и отражением в линии передачи. Эти обстоятельства не отменяют возможности произвести оценку времен t_1 , t_2 и τ_h , используя осциллограммы, показанные на рис. 1 и 2. Для диодов GaAs, исследованных до нейтронного облучения, при переключении с прямого тока 4 А на обратный ток 4,5 А, значение $t_1 \sim 85$ нс. Среднее время жизни неосновного носителя в этом случае составляет ~ 133 нс. После нейтронного облучения наблюдается значительное уменьшение длительности фазы высокой обратной проводимости (рис. 2) — длительность t_1 составила ~ 3 нс при $I_F \approx 4$ А и $I_{R_max} \sim 1,45$ А. Вместо полочки обнаруживается один пик. Как было показано в работе [17], длительность полки зависит от крутизны фронта запирающего импульса, и при уменьшении фронта переключения полка может сходить в точку. Среднее время жизни неосновных носителей (дырок) в базовом слое GaAs-диода после нейтронного облучения составило 2,3 нс. После облучения нейтронами характер переключения

диола из проводящего состояния в блокирующее меняется с „жесткого“ на „мягкий“. Это видно на рис. 1, где коэффициент мягкости S (определяется как t_2/t_1) составляет ~ 0.35 , а на рис. 2 коэффициент мягкости S равен ~ 1.8 , что должно обеспечивать сравнительно низкий уровень импульсных электромагнитных помех в электрических цепях с такими диодами.

2.2. DLTS-измерения $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодов

В этом разделе представлено детальное исследование ловушек с ГУ в GaAs-диоде с p^0-i-n^0 -переходом, выращенном методом ЖФЭ в восстановительной среде водорода. Спектры DLTS были измерены при разных напряжениях смещения V_r и импульсов заполнения V_f , как до нейтронного облучения (рис. 3), так и после него (рис. 4) (при подготовке рисунков был использован рис. 4 из работы [12]). Напряжения импульсов заполнения V_f были положительными, что позволило выявить глубокие уровни для основных и неосновных носителей в p^0 - и n^0 -слоях изучаемых структур.

В образцах до облучения при измерении DLTS-спектров с $V_f = +0.5$ В и $V_r = -1.0$ В наблюдался один положительный DLTS-пик, который с помощью зависимости Аррениуса был идентифицирован с глубоким уровнем дефекта $HL5$ [11,12,16]. Проявление этого уровня связывалось (рис. 3) с захватом и эмиссией дырок на акцепторные ловушки неосновных носителей в n^0 -слое. Концентрация уровня $HL5$ дефекта была $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$. Кроме того, в исследуемом образце до облучения в DLTS-спектре наблюдался высокотемпературный узкий отрицательный DLTS-пик, который легко идентифицировался с глубоким уровнем дефекта $HL2$ [16]. Параметры глубокого уровня $HL2$ были следующими: энергия термической активации $E_a = 649$ мэВ, сечение захвата дырок $\sigma_h = 6.44 \cdot 10^{-16}$ см $^{-2}$.

После облучения нейтронами исследуемой структуры, выращенной в атмосфере водорода, как было показано [12], в профиле $C-V$ -характеристики наблюдался пик с максимумом в области прямого напряжения смещения ($V = 0.14$ В). Образование подобных пиков связывается с существованием электрически активных глубоких ловушек в области $p-n$ -перехода [12,25–27] и с протеканием тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), состоящего из суммы дрейфового и диффузионного токов. Подсветка структуры белым светом при 300 К приводила к падению емкости и, соответственно, уменьшению толщины слоя объемного заряда (СОЗ) $p-n$ -перехода [12]. Вероятной причиной изменения толщины СОЗ от облучения нейтронами и влияния подсветки, как показано в работе [12], могло быть, во-первых, уменьшение концентрации электрически активных акцепторных уровней типа $HL5$ и $HL2$ в i -слое, во-вторых, образование кластера пространственно-локализованных акцептороподобных отрицательно заряженных ловушек в эпитаксиальных слоях $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -структуры [9,10]. Кла-

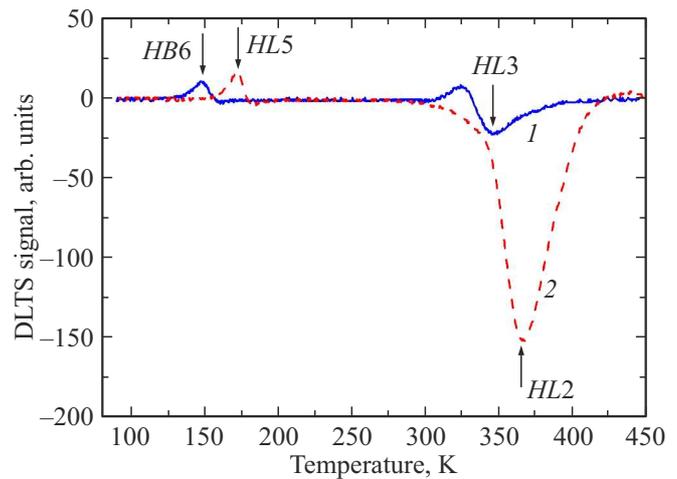


Рис. 3. DLTS-спектры GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диола до облучения нейтронами, измеренные при темпе окон 200 с $^{-1}$, напряжении смещения $V_r = -1.0$ В и напряжениях импульса заполнения V_f : 1 — $+0.01$, 2 — $+0.5$ В. Измерения проводились в темноте.

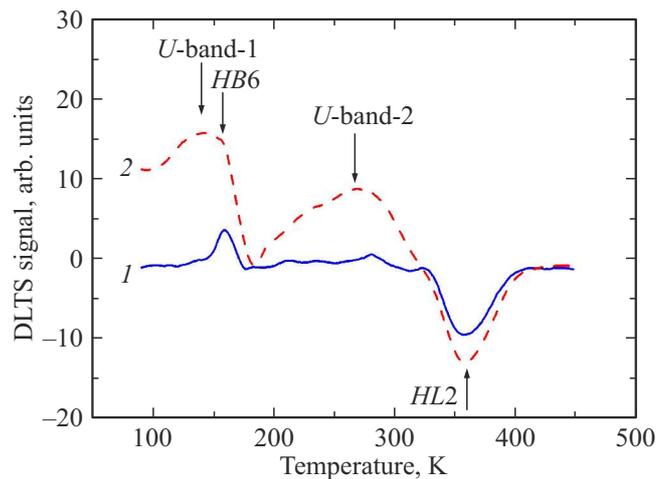


Рис. 4. DLTS-спектры GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диола после облучения нейтронами, измеренные при темпе окон 200 с $^{-1}$, напряжении смещения $V_r = -1.0$ В и напряжениях импульса заполнения V_f : 1 — $+0.01$, 2 — $+0.5$ В. Измерения проводились в темноте (1) и при освещении белым светом (2).

стеры разрушения с акцептороподобными отрицательно заряженными ловушками, их характеристики и свойства подробно исследованы в работах [9,10,12].

В DLTS-спектрах GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодов после облучения нейтронами были обнаружены широкие зоны (U -band-1 и U -band-2 на рис. 4), связанные с эмиссией носителей из n^0 -слоя, характерные для облученного нейтронами GaAs [9–12]. U -зоны в DLTS-спектрах проявлялись при напряжениях обратного смещения $V_r = -1.0$ В и импульсе заполнения $V_f = +0.5$ В для GaAs-диола, облученного нейтронами с флюенсом $2.9 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ только при освещении белым светом

(рис. 4, спектр 2). Отметим, что для GaAs-диода, полученного в атмосфере аргона и облученного нейтронами, широкая зона проявлялась в темноте, а подсветка не влияла на вид спектра [12,14], что мы связываем с более высоким уровнем легирования базовых областей диода (концентрация нескомпенсированных примесей в p^0 - и n^0 -слоях — в диапазоне 10^{16} – 10^{17} см $^{-3}$), выращенных в атмосфере аргона [12]. Для сравнения, в слабо легированных слоях GaAs, выращенных в атмосфере водорода, величина концентрации нескомпенсированных примесей в p^0 - и n^0 -слоях после облучения составляет $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$ [12]). При измерении DLTS-спектра с $V_r = -1.0$ В и $V_f = +0.01$ В U -зона не проявлялась (рис. 4, спектр 1). Природа DLTS-сигналов с широкой U -зоной была тщательно исследована в работах [9,10]. В них было продемонстрировано, что в результате облучения нейтронами GaAs слоев образуются каскады дефектов повреждений, которые окружены большими кулоновскими барьерами, препятствующими полному заполнению ловушек в поврежденных областях. Барьеры существуют как для n -, так и для p -GaAs, при этом отрицательный заряд должен накапливаться в n -GaAs, а положительный — в p -GaAs, т. е. характер дефектной полосы состояний выше середины запрещенной зоны будет акцептороподобным, а ниже — донороподобным [9,10].

Однако выявленные характеристики и свойства кластеров разрушения с акцептороподобными отрицательно заряженными ловушками в нашей [12] и других работах [9,10] оказались недостаточными для понимания процесса рекомбинации, связанного с этой ловушкой, образующейся в базовых слабо легированных слоях после нейтронного облучения.

Наши исследования DLTS-сигналов, связанных с каскадом повреждений, образующихся при нейтронном облучении GaAs, показывают, что модель, предложенная в работах [9,10], может быть дополнена следующим предположением, что дефектная полоса состоит из трех состояний заряда: D^+ , D^0 и D^- [28]. Первоначально, если полоса дефекта находится в полностью ионизованном состоянии D^+ , он может захватить два электрона. Первый электрон захватывается по реакции $D^+ + e^- \rightarrow D^0$, а второй захватывается по реакции $D^0 + e^- \rightarrow D^-$. Захват первого электрона соответствует уровню донора, который будет заряжаться положительно, когда его уровень выше уровня Ферми, и он будет нейтральным, когда он ниже уровня Ферми. Аналогично второй уровень будет уровнем акцептора. Благодаря кулоновскому взаимодействию между электронами второй электрон будет связан менее сильно, чем первый, и, следовательно, акцепторный уровень будет выше донорного уровня. Полагаем, что у нас реализуется случай с положительной энергией корреляции Хаббарда $U > 0$ [29]. В наших исследованиях DLTS-спектров GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -структур, перед измерением диод предварительно охлаждался с $V_f = +0.5$ В до температуры ≈ 80 К. В результате должно было произойти последовательное заполнение нижнего донорного состояния D^+ первым электро-

ном ($D^+ + e^- \rightarrow D^0$), а затем захват второго электрона на состояние акцептора ($D^0 + e^- \rightarrow D^-$). Эта процедура охлаждения позволяет исключить неопределенности, которые могут возникнуть, если дефект окажется бистабильным. После этого спектры DLTS измерялись при $V_r = -1.0$ В и $V_f = +0.5$ В. Когда импульс заполнения включен, в результате перезарядки состояний дефекта ($D^0 + e^- \rightarrow D^-$), емкость $p-n$ -перехода увеличивается. Затем, после выключения импульса заполнения, к GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диоду прикладывается обратное смещение $V_r = -1.0$ В, происходит расширение COЗ в глубину n^0 -слоя диода, и дефект в конечном итоге испустит два электрона, тесно следующих друг за другом. Так как донорный уровень положительно заряжен, когда пустой, сечение захвата для первого электрона будет больше, чем сечение захвата второго электрона на нейтрально заряженный пустой уровень акцептора. Так как эмиссия первого электрона занимает значительно больше времени, чем эмиссия второго электрона, скорость эмиссии, наблюдаемая для этого излучения, будет по существу такой же, как и эмиссия электрона с уровня акцептора, который после этого становится нейтральным. При этом емкость $p-n$ -перехода уменьшается. Это означает, что DLTS-сигнатура уровня U -зоны, найденная из зависимости Аррениуса, будет принадлежать глубокому акцептороподобному состоянию U -зоны, являющемуся ловушкой для основных носителей, что в конечном итоге приводит к появлению положительного DLTS-сигнала, связанного с U -зоной. Когда GaAs $p^+-p^0-i-n^0$ -диод перед измерением DLTS спектров охлаждается с обратного напряжения $V_r = -1.0$ В, широкая U -зона не наблюдается.

Отличия DLTS-спектров, измеряемых при двух различных условиях охлаждения (с $V_r = -1.0$ В и $V_f = +0.5$ В), по-видимому, связаны с тем, что дефект повреждения, окруженный большим кулоновским барьером, демонстрирует контролируемую конфигурационную метастабильность [30,31]. Он может находиться в конфигурации нейтрального или отрицательно заряженного состояния, переход из одного состояния в другое может обратимо трансформироваться с использованием температурных циклов отжига с включением/выключением напряжения смещения. Электронам для этого перехода необходимо преодолеть кулоновский барьер энергии. При отжиге с $V_f = +0.5$ В дефект переходит в конфигурацию, в которой уровни способны захватывать и эмитировать электроны в процессе DLTS-измерений. В то время как при условиях предварительного охлаждения диода с $V_r = -1.0$ В U -зоны оказываются в конфигурации с нейтрально заряженными уровнями. При последующем процессе измерений DLTS-спектров с $V_r = -1.0$ В и $V_f = +0.01$ В энергии электронов недостаточно, чтобы преодолеть барьер и заполнить уровни энергии, поэтому в спектрах DLTS-сигналы, связанные с U -зоной, не обнаруживаются.

Для GaAs $p^+-p^0-i-n^0$ -структуры, выращенной в атмосфере водорода, в которой эпитаксиальные слои

являются слабо легированными, в DLTS спектрах, измеренных с $V_f = -1.0$ В и $V_f = 0.5$ В, сигнал U -зоны проявлялся только когда измерения приводились при освещении образца белым светом. Особенности проявления DLTS-сигналов дефектами повреждения в этой структуре связаны с протеканием ТОПЗ [12,25,26]. При отжиге с $V_f = +0.5$ В ток в диоде будет дрейфовым, выносящим носители из эпитаксиальных i - и n^0 -слоев, дефекты повреждений в этих слоях будут находиться в конфигурации с нейтрально заряженными уровнями. Оптическая подсветка может перевести дефект в конфигурацию с отрицательно заряженными уровнями. Появление в DLTS-спектрах положительных пиков (рис. 4, спектр 2), связанных с испусканием электронов из глубоких акцептороподобных дефектных полос n^0 -слоя GaAs, расположенных выше середины запрещенной зоны, сильно отличается от того, что обычно наблюдается в DLTS-спектрах для ловушек основных носителей, у которых DLTS-сигнал основных носителей имеет отрицательный знак. DLTS-сигнал с пиком, имеющим положительный знак, ранее наблюдался для отрицательно заряженного состояния DX-центра в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -слоях n -типа [7,8] и дислокаций [5,6]. Первая зона (U -band-1) образовалась на месте низкотемпературного пика, вторая, высокотемпературная зона, обозначенная как U -band-2, до облучения никак в DLTS-спектре не проявлялась.

2.3. Выявление взаимосвязи между измеренными значениями времени восстановления и времени жизни носителей

В предыдущей части нашей статьи мы исследовали изменения динамических характеристик до и после облучения нейтронами с помощью метода обратного восстановления диода [22–25]. Этот метод позволил исследовать форму волны тока восстановления (рис. 1 и 2), измерить время обратного восстановления t_{rr} , коэффициент мягкости S , величины которых зависят от физических параметров диодных структур (толщины базового слоя диода, сопротивления, времени жизни неосновных носителей) и от внешней цепи [3,4]. Для уменьшения t_{rr} необходимо уменьшать времена жизни неосновных носителей заряда τ в базовых слоях диода, которые связаны с наличием дефектов с ГУ. Концентрацию ГУ и времена жизни можно регулировать, в частности, введением радиационных дефектов [3,4]. Проведенные $C-V$ - и DLTS-исследования GaAs $p^+ - p^0 - i - n^0 - n^+$ -диодов, подвергнутых облучению нейтронами, позволили выявить изменения состава собственных и радиационных дефектов в базовых слоях диодов и произвести оценку времени жизни неосновных носителей заряда (τ_h) в этих слоях до и после их облучения нейтронами. При этом мы полагаем, что в необлученном GaAs $p^+ - p^0 - i - n^0 - n^+$ -диоде основной

дырочной ловушкой в n^0 -слое GaAs является $HL2$ дефект с энергией термической активации $E_a = 649$ мэВ, сечением захвата дырок $\sigma_h = 6.44 \cdot 10^{-16}$ см² и концентрацией $N_A \approx 6.36 \cdot 10^{14}$ см⁻³, который определяет время жизни неосновных носителей в этом слое GaAs. С учетом вышеизложенного появляется возможность произвести оценку времени жизни неосновных неравновесных носителей заряда (τ_h) в GaAs n -типа, используя соотношение

$$\tau_h \approx 1/\sigma_h v_h N_T, \quad (1)$$

где N_T — концентрация заполненных электронами глубоких уровней, v_h — средняя тепловая скорость дырок GaAs [32,33]. Таким образом, для необлученного GaAs n -типа величина τ_h , управляемая процессом захвата и эмиссии неравновесных дырок на уровень $HL2$ дефекта, оказалась равной ≈ 136 нс. Средние времена жизни неосновных носителей в базе GaAs-диодов, измеренных методом времени обратного восстановления, было равно 133 нс. Это достаточно близко к значениям, которые были оценены с помощью соотношения (1) в предположении, что $HL2$ дефект управляет динамическими процессами в необлученных GaAs-диодах, полученных в атмосфере водорода. Некоторые расхождения в величинах τ_h , определенных методом обратного восстановления и с помощью соотношения (1), могут быть связаны как с возможной неточностью определения сечений захвата носителей ловушками, полученных из DLTS измерений, так и с наличием дополнительных ловушек, которые не учитывались при интерпретации измерений DLTS.

При проведении оценки времен жизни неосновных носителей заряда (τ_h) в базовых n^0 -слоях GaAs $p^+ - p^0 - i - n^0$ -диодов после их облучения нейтронами полагаем, что процесс рекомбинации реализуется в основном через дефектную полосу, состоящую из трех состояний заряда: D^+ , D^0 и D^- с положительной энергией корреляции $U > 0$, при этом D^+/D^0 -состояние должно быть расположено ниже D^0/D^- -состояния [14]. Следует отметить, что дефект повреждения, окруженный большим кулоновским барьером, демонстрирует контролируемую конфигурационную метастабильность состояний ловушек U -зоны, и из-за наличия существенного кулоновского барьера при проведении DLTS-измерений состояния U -зоны никогда не заполняются полностью. Однако известно, что концентрация ловушек, индуцируемых нейтронами, составляет величину $\sim 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при флюенсе $1.0 \cdot 10^{14}$ см⁻² [9], а величины сечений захвата электронов этой ловушкой находятся в сильной зависимости от температуры и изменяются в диапазоне от $6 \cdot 10^{-17}$ до $3 \cdot 10^{-16}$ см². При проведении измерений времени обратного восстановления через исследуемый диод пропускается прямой ток, и D^- -состояния заполняется дырками, для которых сечение захвата на 3 порядка больше, чем для электрона, и дефект переходит в состояние D^0 , заполнение которого при пропускании прямого тока будет стабильным. После переключения напряжения импульса с прямого на обратное происходит

эмиссия захваченных на D^0 -уровень дырок, и время обратного восстановления будет определяться временем жизни неосновных носителей (дырок) заряда τ_h в базовом n^0 -слое. Прежде чем оценивать время жизни τ_h попробуем оценить величины сечений захвата дырки на нейтральное D^0 -состояние σ_h и концентрации ловушек, индуцируемых нейтронами. Так как метод ОБ [17–24] является прямым способом определения среднего времени жизни неравновесных носителей заряда в базовых слоях диода, зная ее величину (которая равна 8.5 нс в базовом n^0 -слое GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диода после облучения нейтронами), значение сечения захвата легко вычислить, если знать концентрацию ловушек, индуцируемых нейтронами и участвующих в процессах рекомбинации. Ранее, в работе [34], было показано, что большое сечение захвата возникает из-за процесса безызлучательного захвата с помощью фононов, благодаря чему значения сечения захвата оказываются в диапазоне от 10^{-17} до 10^{-15} см² для нейтральных центров и от 10^{-15} до 10^{-12} см² для притягивающих кулоновских центров. Предполагая, что величина сечения захвата дырки σ_h на нейтральное D^0 -состояние может иметь величину $\approx 4.0 \cdot 10^{-16}$ см², тогда при $\tau_h = 8.5$ нс концентрация ловушек, индуцируемых нейтронами и участвующих в процессах рекомбинации, будет порядка $N_T \sim 1.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

3. Заключение

С использованием методов НСГУ (DLTS) и контроля динамики обратного восстановления диодов определены основные каналы рекомбинации неосновных носителей в слабо легированных базовых n^0 -слоях высоковольтных GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодов, изготовленных модифицированным методом жидкофазной эпитаксии за счет автокомпенсации фоновыми примесями в среде водорода, до и после облучения нейтронами с энергией 1 МэВ.

После облучения диодов нейтронами GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодов произошло существенное уменьшение величин времени обратного восстановления, при этом изменился характер их переключения с „жесткого“ на „мягкий“.

Среднее время жизни неосновных носителей в базе GaAs диода до облучения, измеренное методом времени обратного восстановления, было равно 133 нс. Это достаточно близко к значению, которое было получено из расчетов в предположении, что $HL2$ дефект управляет динамическими процессами в необлученном GaAs-диоде, полученном в атмосфере водорода.

После облучения нейтронами GaAs-структуры в DLTS-спектрах n^0 -слоя были обнаружены широкие зоны, связанные с эмиссией электронов из состояний, расположенных выше середины запрещенной зоны, кластера дефектов с акцептороподобными отрицательно заряженными ловушками. Было выявлено, что эта эмиссия электронов связана с дефектной полосой, состоящей

из трех состояний заряда: D^+ , D^0 и D^- и имеющей положительную энергию корреляции Хаббарда.

Проведенные оценки времени жизни неосновных носителей и концентраций ловушек в базовом n^0 -слое GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диода, индуцируемых нейтронами, в предположении, что динамика процессов переключения определяется рекомбинацией через глубокие акцептороподобные D^- -состояния трехзарядных центров радиационных дефектных полос, также соответствовали среднему времени жизни, определенному с помощью метода обратного восстановления. Поэтому будет справедливо сделать заключение о том, что в облученном диоде управление динамическими процессами осуществляется кластерами дефектов, состоящих из трех состояний заряда: D^+ , D^0 и D^- , обладающих конфигурационной метастабильностью, управляемой условиями охлаждения (при включенном/выключенном напряжении обратного смещения $V_r = -1.0$ В) перед измерением DLTS-спектров и оптической подсветкой.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров, В.И. Корольков, В.Г. Никитин, М.Н. Степанова, Д.Н. Третьяков. Письма ЖТФ, **2** (2), 201 (1976). [Zh.I. Alferov, V.I. Korol'kov, V.G. Nikitin, M.N. Stepanova, D.N. Tret'yakov. Sov. Techn. Phys. Lett., **2** (2), 76 (1976)].
- [2] P. Scharf, F.A. Velarde Gonzalez, A. Lange, T. Urban, V. Dudek. Romanian J. Inform. Sci. Technol., **25** (2), 224 (2022). <https://www.romjst.ro/full-texts/paper718.pdf>
- [3] P. Cova, R. Menozzi, M. Portesine. Microelectron. J., **37** (5), 409 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2005.05.027>
- [4] F. Cappelluti, F. Bonani, M. Furno, G. Ghione, R. Carta, L. Bellema, C. Bocchiola, L. Merlin. Microelectron. J., **37** (3), 190 (2006). DOI:10.1016/j.mejo.2005.09.026
- [5] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **54** (10), 177 (2018). [M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov. Semiconductors, **52** (10), 165 (2018)].
- [6] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, И.Л. Шул'пина. J. Appl. Phys., **123**, 161588 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5011297>
- [7] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **54** (2), 1072 (2020). [M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov. Semiconductors, **54** (2), 1260 (2020)].
- [8] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, В.Г. Данил'ченко. J. Appl. Phys. **128**, 095705 (2020). <https://doi.org/10.1063/5.0018317>
- [9] С.Е. Barnes, Т.Е. Zipperian, L.R. Dawson. J. Electron. Mater., **14** (2), 95 (1985). <https://doi.org/10.1007/BF02656670>
- [10] R.M. Fleming, D.V. Lang, C.H. Seager, E. Bielejec, G.A. Patrizi, J.M. Campbell. J. Appl. Phys., **107**, 123710-5 (2010). DOI: 10.1063/1.3448118
- [11] N.M. Lebedeva, F.Y. Soldatenkov, M.M. Sobolev, A.A. Usikova. J. Phys.: Conf. Ser., **2227**, #012019 (2022). <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2227/1/012019>
- [12] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **56** (1), 53 (2022). [M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov. Semiconductors, **56**, 107 (2022)]. <https://doi.org/10.1134/S1063782622010158>

- [13] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, В.А. Козлов. ФТП, **50** (7), 941 (2016). [M.M. Sobolev, F.Y. Soldatenkov, V.A. Kozlov. *Semiconductors*, **50** (7), 924 (2016)]. <https://doi.org/10.1134/S1063782616070241>
- [14] М.М. Соболев, Ф.Ю. Солдатенков, В.А. Козлов. Jpn. J. Appl. Phys., **62** (10), 104002 (2023). <https://iopscience.iop.org/article/10.35848/1347-4065/acfd72>
- [15] V.A. Kozlov, F.Y. Soldatenkov, V.G. Danil'chenko, V.I. Korol'kov, I.L. Shul'pina. *Proc. 25th Advanced Semiconductor Manufacturing Conf.* (Saratoga Springs, USA, May 19–21, 2014) p. 139. DOI: 10.1109/ASMC.2014.6847011
- [16] A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13** (22), 666 (1977). <https://doi.org/10.1049/el:19770473>
- [17] B. Lax, S.F. Neustadter. *J. Appl. Phys.*, **25** (9), 1148 (1954). <https://doi.org/10.1063/1.1721830>
- [18] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводниковых диодов в импульсном режиме* (М., Наука, 1968). [Y.R. Nosov. *Switching in semiconductor diodes* (Plenum Press, N.Y., 1969)]. <https://doi.org/10.1007/978-1-4684-8193-8>
- [19] R.H. Kingston. *Proc. IRE*, **42** (5), 829 (1954). DOI: 10.1109/JRPROC.1954.274521
- [20] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. Кн. 1. Пер. с англ., 2-е изд. перераб. и доп. (М., Мир, 1984). [S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. (N.Y., Wiley-Interscience, 1981)].
- [21] P.G. Neudeck. *J. Electron. Mater.*, **27** (4), 317 (1998). <https://doi.org/10.1007/s11664-998-0408-5>
- [22] H.J. Kuno. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **11** (1), 8 (1964). DOI: 10.1109/T-ED.1964.15272
- [23] H.J. Fink. *Solid-State Electron.*, **7** (11), 823 (1964). [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(64\)90134-0](https://doi.org/10.1016/0038-1101(64)90134-0)
- [24] Y. Jung, A. Vacic, D.E. Perea, S.T. Picraux, M.A. Reed. *Nanowires Adv. Mater.*, **23**, 4306 (2011). DOI: 10.1002/adma.201101429
- [25] M. Dutta, S. Mandal, R. Hathwar, A.M. Fischer, F.A.M. Koeck, R.J. Nemanich, S.M. Goodnick, S. Chowdhury. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **39** (4), 552 (2018). DOI: 10.1109/LED.2018.2804978
- [26] A. Sharma, P. Kumar, B. Singh, S.R. Chaudhuri, S. Ghosh. *Appl. Phys. Lett.*, **99** (2), 023301 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3607955>
- [27] М.М. Соболев, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич. ФТП, **53** (10), 1431 (2019). [M.M. Sobolev, D.A. Yavsin, S.A. Gurevich. *Semiconductors*, **53** (10), 1392 (2019)]. DOI: 10.1134/S1063782619100208).
- [28] W.E. Meyer. *Digital DLTS studies on radiation induced defects in Si, GaAs and GaN*. Submitted in partial fulfillment of the degree PhD (Physics) in the Faculty of Natural & Agricultural Science, University of Pretoria (2007). <https://repository.up.ac.za/bitstream/handle/2263/25602/Complete.pdf?sequence=6&isAllowed=y>
- [29] J. Hubbard. *Proc. Roy. Soc., A* **276**, 238 (1963). <https://doi.org/10.1098/rspa.1963.0204>
- [30] M. Levinson, J.L. Benton, L.C. Kimerling. *Phys. Rev.*, **B 27**, 6216 (1983). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.6216>
- [31] М.М. Соболев, О.С. Кен, О.М. Сресели, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич. *Semicond. Sci. Technol.*, **34** (8), 085003 (2019). <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6641/ab2c21/pdf>
- [32] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках*, пер. с англ. (М., Мир, 1977). [A.G. Milnes. *Deep Impurities in Semiconductors* (Wiley-Interscience Publication, John Wiley and Sons Inc., N.Y.–London–Sydney–Toronto, 1973)].
- [33] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977). [V.L. Bonch-Bruевич, S.G. Kalashnikov. *Physics of Semiconductors* (Moscow, Nauka, 1977)].
- [34] A.M. Stoneham. *Rep. Prog. Phys.*, **44** (12), 1251 (1981). DOI: 10.1088/0034-4885/44/12/001

Редактор А.Н. Смирнов

Identification of the main recombination channels in lightly doped layers of GaAs $p-i-n$ -diodes before and after irradiation with 1 MeV neutrons

M.M. Sobolev, F.Yu. Soldatenkov, V.A. Kozlov

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract High-voltage GaAs $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -diodes, fabricated by liquid-phase epitaxy in a hydrogen environment, were studied before and after irradiation with neutrons with an energy of 1 MeV and a fluence of $2.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. The main channels of recombination of minority carriers in the base n^0 layers of high-voltage GaAs diodes before and after neutron irradiation were determined using methods of deep-level transient spectroscopy and control of the dynamics of reverse recovery of diodes. The correspondence of the lifetime values of nonequilibrium charge carriers determined using both methods has been found. It was revealed that *HL2* defects are the main recombination centers in diodes before irradiation, determining their dynamic characteristics and the lifetime of minority carriers in the lightly doped base layers. It has been established that after neutron irradiation, the dynamics of forward and reverse switching processes is determined by recombination through deep acceptor-like D^- states of three-charged centers of radiation defect bands. It is found that in lightly doped GaAs layers, a damage defect surrounded by a large Coulomb barrier exhibits configurational metastability controlled by optical illumination.