Эффекты облучения нейтронами в кремниевом диоде Шоттки по данным микроволновой спектрометрии

© А.Н. Резник[1], Н.В. Востоков[1], П.А. Юнин[1], Д.А. Юнин[2], Е.А. Голихина[2]

[1] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия
[2] Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Нижегородская область, Россия

E-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 7 июля 2026 г.
В окончательной редакции 27 августа 2026 г.
Принята к публикации 15 октября 2026 г.

Методом микроволновой вольт-импедансной спектроскопии исследовано влияние нейтронного облучения на параметры диода Шоттки, в частности на обнаруженное ранее избыточное сопротивление. Спектры импеданса диода измерены в диапазоне частот 0.01−67 ГГц при диаметре контакта 50 мкм и облучении флюенсом $F = (1-2.9) \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. Образование радиационных дефектов привело к увеличивающейся с ростом F деградации электрофизических характеристик материала диода (n-Si) — уменьшению концентрации n и подвижности μ носителей заряда, удельной электропроводности σ, что подтверждено независимыми холловскими измерениями на постоянном токе. Наблюдалась существенно меньшая деградация по сравнению с литературными данными. При максимальном F обнаружено повышение (в среднем в 3.5 раза) избыточного сопротивления диода и его вариации (в 2−2.5 раза) между диодами. Также получены на десятки процентов меньшие значения параметров n, μ, σ в микроволновом диапазоне по сравнению с данными на постоянном токе. Показана потенциальная возможность обнаружения методом вольт-импедансной спектроскопии мелких ловушек при комнатной температуре с энергией уровня $\sim 0.07-0.17$ эВ, временем перезарядки $10^{-8}-3 \cdot 10^{-12}$ с, относительной концентрацией $n_t/n > 1\%$. Таких радиационных ловушек в исследованном диоде не зарегистрировано, однако показано, что их регистрация возможна в облученном GaAs.

Ключевые слова: микроволновый диапазон, зондовая станция, полупроводник, диод Шоттки, нейтронное облучение, флюенс, импеданс, электрофизические характеристики, избыточное сопротивление.

DOI: 10.61011/FTP.2026.09.64173.10339

1. Введение

Воздействие радиации на полупроводниковые материалы, структуры и приборы изучается с начала 1960-х годов. С этой целью используется широкий диагностический инструментарий. К настоящему времени сложилась довольно определенная картина радиационных эффектов [1–3]. Приведем некоторые характеристики эффектов, представляющих интерес с точки зрения данной работы.

Действие тяжелых частиц, в частности нейтронов, приводит к образованию радиационных дефектов (РД) кристаллической решетки. Различают точечные и кластерные РД. Первые представляют собой межузельные атомы и вакансии в решетке. Вторые — разупорядоченные области размером 10−100 нм. Число точечных дефектов и размеры кластеров изменяются с течением времени после прекращения действия радиации. В результате образуются устойчивые РД, которые остаются в твердом теле и вызывают необратимое изменение (деградацию) характеристик материала или прибора. РД выступают в качестве центров рассеяния свободных носителей заряда, что приводит к уменьшению их подвижности μ. Кроме того, точечные РД могут захватывать носители, что эквивалентно появлению глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне (ловушек). В результате под действием РД уменьшаются концентрация свободных носителей n и удельная электропроводность σ. В работе [3] приведены энергии нескольких таких уровней, для которых достаточно надежно идентифицирована физическая природа соответствующих РД. В качестве параметра, определяющего дозу радиации, часто используется флюенс F — интегральное по времени число частиц, приходящееся на единицу площади исследуемого образца. Эмпирические зависимости $n(F), \mu(F)$ для Si и GaAs при нейтронном облучении приведены в работах [1,2].

В данной работе зондирование облученного полупроводника произведено микроволновым (МВ) методом, до сих пор не применявшимся в соответствующих исследованиях. МВ диагностика привлекательна, поскольку является бесконтактной, неразрушающей [4]. В последние 20−30 лет интерес повысился в связи с развитием локальной техники — МВ микроскопии и наноскопии. Эта техника включает два параллельно развивающихся направления — сканирующую ближнеполную микроскопию (СБМ) [5–9] и диагностику при помощи зондовых станций (ЗС) [10,11]. Применение МВ методов для

диагностики полупроводников особенно важно, так как микроэлектроника на основе этих материалов в основном эксплуатирует МВ диапазон электромагнитных волн. Очевидно, что данные, полученные на постоянном или низкочастотном токах, не в полной мере могут быть перенесены на высокие частоты в силу разных условий протекания постоянного и переменного токов в дефектных материалах, в частности содержащих РД. Необходимо отметить, что сделанные в недавние годы оптимистичные выводы относительно возможности количественной СБМ диагностики полупроводников с разрешением 30–50 нм [12–15] (1–5 нм [16,17]) нуждаются в дополнительном подтверждении. Дело в том, что полупроводники на наномасштабах отличаются от других проводящих материалов (металлов и сверхпроводников) из-за наличия неконтролируемого обедненного/обогащенного носителями заряда поверхностного слоя толщиной $\sim 20-200$ нм, создающего дополнительные сложности абсолютных нанометровых измерений. Разработанные СБМ [18–20] и ЗС [21–23] методы МВ зондирования полупроводников 10–80 микронного разрешения в значительной мере преодолевают указанную проблему. Использованный в данной работе ЗС метод позволяет получить полный набор электрофизических характеристик, т.е. определить n, μ, σ, а также тип свободных носителей заряда.

Диоды Шоттки (ДШ) на основе выпрямляющего контакта металл–полупроводник нашли широкое применение как в качестве самостоятельных приборов, так и составных частей транзисторных структур [24]. РД в ДШ приводят к деградации их характеристик, в частности к уменьшению барьерной разности потенциалов U_c и увеличению тока утечки. Изменение из-за РД электрических параметров n, μ полупроводника приводит к уменьшению емкости C_d области пространственного заряда и увеличению последовательного сопротивления r базы ДШ. В работе [25] показано, что малосигнальная схема ДШ в МВ диапазоне в полной мере не описывается параметрами C_d, r, но включает в себя дополнительные элементы, которые напрямую не определяются характеристиками n, μ исходного материала. В частности, в диапазоне МВ в ДШ возникает избыточное сопротивление, намного (до 1–3 порядков [22]) превышающее сопротивление r. Исследование влияния РД на элементы эквивалентной схемы (в особенности на избыточное сопротивление) — одна из задач данной работы.

Формирование контакта Шоттки на полупроводниковой пластине служит еще и инструментом характеризации материала методами вольт-фарадной диагностики, адмиттансной спектроскопии (АС), нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) [26]. Разработанная нами [21–23] и использованная здесь вольт-импедансная (Z–V) спектрометрия МВ диапазона на базе ЗС также позволяет восстановить электрофизические параметры полупроводника из измерений ДШ. Источником информации служит частотный f спектр комплексного импеданса ДШ $Z(f, U)$ как функция постоянного напряжения смещения U. Как уже было сказано, Z–V метод дает полный набор электрофизических параметров полупроводника. Создание в полупроводнике обедненного слоя с контролируемыми параметрами (в отличие от вышеназванных СБМ методов) обеспечивает соответствующие возможности. Одна из задач данной работы — продемонстрировать эффективность Z–V характеризации с микронным разрешением полупроводникового материала, подвергнутого воздействию нейтронной радиации.

2. Метод исследования и образцы

Исследуемые ДШ выполнены на монокристаллической пластине n-Si, легированного фосфором. На пластине была сформирована система концентрических барьерных контактов. Каждый 1.2×1.2 мм блок системы представлял собой решетку из 9 диодов с конфигурацией, схематически показанной в работе [21]. Идентичные блоки полностью покрывали поверхность полупроводниковой пластины площадью 2×2 см. МВ измерения производились при помощи ЗС Cascade Microtech и векторного анализатора цепей (ВАЦ) Agilent E8361 A в диапазоне 0.01–67 ГГц (1600 точек с логарифмическим шагом). Постоянное напряжение смещения $U = 0$, 0.5, 1–5 В прикладывалось между контактной площадкой ДШ (металлический диск) и внешним металлическим контактом при отрицательном смещении на диоде. Фотографии ЗС, МВ зонда и системы контактов приведены в работе [27]. В полупроводнике в области контакта с металлом образуется обедненный слой толщины $d(U)$. Система металлический диск–обедненный слой–невозмущенная (квазинейтральная) область полупроводника формирует комплексный импеданс $Z = R - iX$, который служит нагрузкой МВ зонда ЗС. Параметры ДШ и полупроводникового материала восстанавливаются из измерений спектра $Z(f, U)$. Соответствующая техника описана в работах [21,22], а необходимые соотношения приведены далее.

Образцы облучались нейтронами спектра деления с энергией $E_n \geq 0.1$ МэВ, интегральными флюенсами $F = (1 \pm 0.2) \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (S2) и $(2.9 \pm 0.6) \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (S3). Облучение образцов проводилось за несколько серий в течение полутора месяцев. Референсный (необлученный) образец маркируется как S1. Измерения образцов S1, S2, S3 проводились на трех идентичных ДШ с диаметром контакта $a = 50$ мкм, переходя от блока к блоку системы контактов.

Протокольная методика ЗС измерений импеданса Z предполагает калибровку с использованием набора эталонных планарных нагрузок, входящих в комплект станции. Наша попытка применить эту методику к исследовавшемуся в работе [22] образцу привела к существенным ошибкам в спектрах $R(f, U)$, которые, как выяснено в работе [23], связаны с неидеальностью эталонных на-

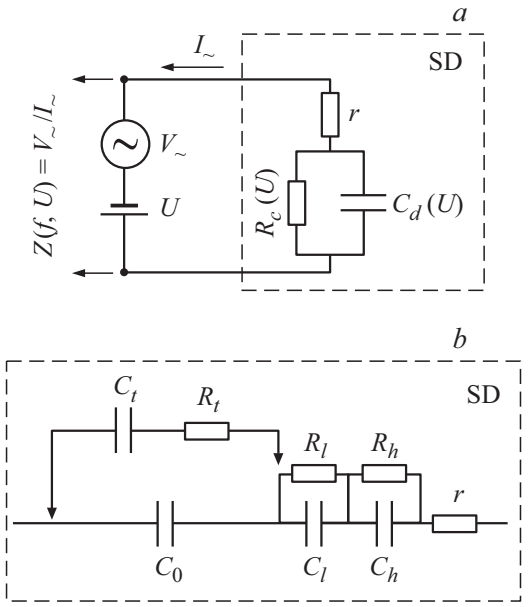

Рис. 1. Эквивалентная схема ДШ (SD) — классическая (a), модифицированная в работе [25] (b). Цепь C_t–R_t на рис. b учитывает РД-ловушки.

грузок. В этой связи в работах [22,25], а также и в данной работе применена оригинальная методика импедансной ЗС спектрометрии, подробно описанная и исследованная в работе [23]. Отметим, что проблема калибровки в настоящее время является основным препятствием к широкому внедрению ЗС. Анализу и попыткам решения этой проблемы посвящена монография [28].

Выполненные в работах [21,22,25] исследования на образцах GaAs и Si позволили продемонстрировать возможность определения Z–V методом параметров n, μ, σ полупроводника с микронным латеральным разрешением. Одним из результатов работ [22,25,27] стало обнаружение и исследование избыточного сопротивления, которое не описывается классической эквивалентной схемой ДШ, показанной на рис. $1,a$, где R_c — сопротивление на постоянном токе. Для рассматриваемых образцов $R_c > 50$ МОм. В МВ диапазоне можем полагать $R_c \to \infty$, так как $X(f) \ll R_c$, т. е., согласно схеме на рис. $1,a$, имеем $R(f) = Re\big(Z(f)\big) \approx r$, тогда как наблюдавшееся превышение $R(f)$ относительно r в работе [22] достигало 1–3 порядка. В работе [25] предложена описывающая обнаруженный эффект эквивалентная схема ДШ, которая показана на рис. $1,b$. Цепь C_t–R_t включается в схему при наличии глубоких состояний (ловушек) в полупроводниковом материале ДШ (см. разд. 4). По схеме на рис. $1,b$ (без учета ловушек) МВ импеданс ДШ определяется как

$$Z(f, U) = -\frac{i}{\omega C_0(U)} + \frac{R_l(U)}{1 + i\omega\tau_l} + \frac{R_h(U)}{1 + i\omega\tau_h} + r(f). \quad (1)$$

В формуле (1) избыточное сопротивление характеризуется 2-м и 3-м слагаемыми с параметрами $R_{l,h}$, $\tau_{l,h}$, которые определяются из измерений спектра $Z(f)$. В схеме на рис. $1,b$ емкости $C_{l,h} = \tau_{l,h}/R_{l,h}$. Параметры схемы ДШ на рис. $1,b$ — $C_0, R_{l,h}, \tau_{l,h}$ напрямую не определяются электрическими характеристиками n, μ полупроводникового материала, в отличие от параметров C_d, r схемы на рис. $1,a$. По крайней мере соответствующие зависимости в настоящее время не установлены из-за отсутствия понимания механизма формирования элементов уточненной схемы. В работе [25] высказана гипотеза, что этот механизм может быть связан с особенностями транспорта носителей заряда в обедненном слое ДШ. Одна из задач данной работы состоит в исследовании влияния РД на элементы эквивалентной схемы ДШ на рис.$1,b$ и их зависимости от флюенса F. Основное внимание уделено исследованию ранее не наблюдавшейся зависимости $R_{l,h}(F)$, определяющей избыточное сопротивление в (1).

3. Результаты исследования

Восстановленные по данным МВ измерений импеданса $Z(f)$ спектры емкости $C(f)$ и сопротивления $R(f)$ при $U = 0$ для образцов S1, S2, S3 показаны на рис. 2. Все спектры $R(f)$ на рис. $2,b$ содержат избыточное сопротивление в диапазоне $f < 10$ ГГц, где $R(f) > r$. Слабо зависящему от f сопротивлению растекания r МВ тока по квазинейтральной области в схемах на рис. 1 соответствует высокочастотная $f > 10$ ГГц область спектров $R(f)$. Измерения спектров $R(f, U \neq 0)$ для всех образцов ожидаемо дают не зависящее от U сопротивление r. Для образца S1 спектры $R(f, U \neq 0)$ приведены в работе [25]. Емкость $C(f)$ ДШ зависит от частоты f, что не вытекает из классической схемы на рис. $1,a$, но следует из полученных экспериментальных спектров, которые описываются формулой (1), отвечающей уточненной схеме на рис. $1,b$. Отметим, что частота $C_\infty = C(f \to \infty)$ не является параметром формулы (1), но автоматически получается из этой модели после того, как на основе экспериментальных данных определены параметры C_0, $R_{l,h}$, $\tau_{l,h}$, r.

Шумы спектрометра, подробно исследованные в работе [23], затрудняют низкочастотные измерения. Проблема заключается в том, что на низких частотах $|Z|/Z_{cm} \gg 1$ ($Z_{cm} = 50$ Ом — волновой импеданс зонда), вследствие чего измеряемый коэффициент отражения $|\Gamma| \approx 1$. В результате возникающие из-за шумов спектрометра небольшие флуктуации коэффициента Γ приводят к большим погрешностям измерения импеданса. Наибольшие ошибки имеют место для низкочастотного спектра $R(f)$ в силу соотношения $R \ll X$. При $f < 80$ МГц измерения R недостоверны, вследствие чего соответствующая область частот на рис. $2,b$ не показана. Для емкости C предельная частота снизу оказывается меньшей $f_{\min} \approx 15$ МГц (см. рис. $2,a$). В области высо-

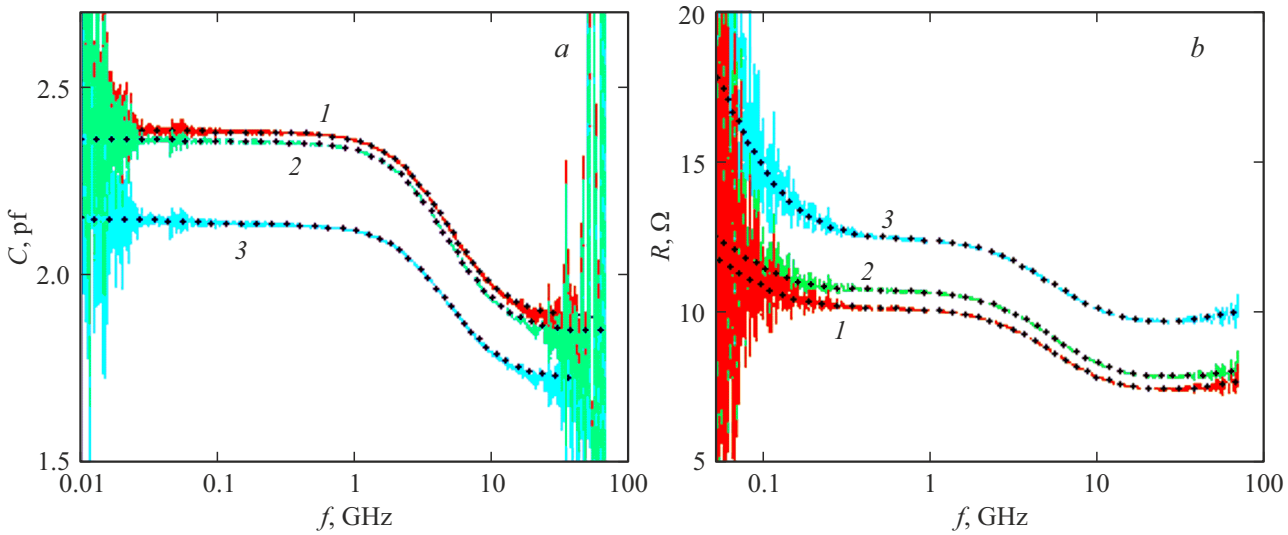

Рис. 2. Спектры емкости (a) и сопротивления (b) образцов S1 (*1*), S2 (*2*), S3 (*3*) при $U = 0$. Пунктирные линии — модельные спектры (*1*) с параметрами из табл. 1.

Таблица 1. Параметры модели (1)

Образец	C_0, пФ	C_∞, пФ	$\tau_h \cdot 10^{11}$, с	R_h, Ом	$\tau_l \cdot 10^{9}$, с	R_l, Ом	$r(f)$, Ом
S1	2.385	1.89	3.0	3.3	3.0	3.5	6.9–7.8
S2	2.36	1.85	3.0	3.5	3.0	3.7	7.1–8.1
S3	2.15	1.71	3.0	3.4	3.0	12.2	8.9–10.0

ких частот имеет место обратная ситуация $|Z|/Z_{cm} \ll 1$, $X \ll R$, в результате чего информативный диапазон для $C(f)$ ограничен сверху частотой $f_{\max} \approx 50$ ГГц. Приведенные оценки предельных частот справедливы для рассматриваемого ДШ. С увеличением диаметра a и концентрации n диапазон информативных частот сдвигается вниз, с уменьшением a, n — вверх. Точность Z–V измерений может быть повышена за счет включения в схему ЗС спектрометра согласующей цепи, как это было сделано в работе [27], но не применялось в данной работе. Согласование в работе [27] выполнялось на нескольких дискретных (резонансных) частотах и дало дополнительные уточняющие данные к сильно зашумленным спектрам $R(f)$, полученным в широком спектральном интервале при помощи несогласованных ЗС измерений. Диаметр ДШ a влияет еще и на отношение избыточного сопротивления к сопротивлению растекания $\gamma = (R_h + R_l)/r$. Максимальная величина $\gamma \sim 10^3$ получена нами для исследованного в работе [22] образца при $a = 14$ мкм, $U = 4.5$ В. В данной работе также, как и в работе [25], не стремясь получить максимальное γ, в зависимости от F имели $\gamma(a = 50\,\text{мкм}, U = 0) = 1–1.5$, работая при существенно меньшем, чем в работе [22], уровне шумов в информативном диапазоне частот f. Полученные здесь спектры $C(f)$, $R(f)$ оказались приемлемыми для решения поставленных задач.

Из рис. 2 можно видеть заметное влияние нейтронной радиации на спектры $C(f)$, $R(f)$, а также на параметры формулы (1). Это влияние растет с увеличением флюенса F. Параметры модели (1) приведены в табл. 1. Разница в форме спектров для образцов S1, S2 и S3 в диапазоне $f_{\min} < f < f_{\max}$ не наблюдается. Присутствие в полупроводнике глубоких состояний — ловушек приводит к характерным особенностям в спектрах $C(f)$, $R(f)$, измеряемых на низких частотах при низких температурах АС методом [29–32]. Влияние ловушек максимально при $2\pi f \tau_t = 1$, где τ_t — время перезарядки состояния. Аналогичные особенности МВ спектров рассмотрим в разд. 4. Здесь отметим, что все спектры на рис. 2 подобны, т. е. дополнительных эффектов с отличными от $\tau_{l,h}$ характерными временами в рассматриваемом частотном диапазоне не наблюдаем. Можно заключить, что в выполненных измерениях РД-ловушки с временем перезарядки $(2\pi f_{\min})^{-1} \approx 10^{-8}$ с $< \tau_t < (2\pi f_{\max})^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-12}$ с при комнатной температуре $T = T_r = 300$ K нами не обнаружены.

При нейтронном облучении минимальная энергия уровня РД $\Delta E = 0.17$ эВ относительно дна зоны проводимости принадлежит так называемому A-центру [3]. На основе DLTS измерений [33] для этого РД $\tau_t = 10^{-3}$ с при $T \approx 180$ K. Температурная зависимость $\tau_t(T)$ харак-

Таблица 2. Электрофизические параметры материала образцов

Образец	Метод					
	Z–V			ВДП		
	n, см$^{-3}$	μ, см^2/(В · с)	σ, (Ом · см)$^{-1}$	n, см$^{-3}$	μ, см^2/(В · с)	σ, (Ом · см)$^{-1}$
S1	$8.13 \cdot 10^{16}$	676	8.8	$9.66 \cdot 10^{16}$	781	12.1
S2	$7.95 \cdot 10^{16}$	668	8.5	$9.45 \cdot 10^{16}$	743	11.3
S3	$7.45 \cdot 10^{16}$	579	6.8	$8.54 \cdot 10^{16}$	731	10.0

теризуется формулой

$$\tau_t = AT^{\alpha} \exp\big(\Delta E/(\kappa T)\big), \qquad (2)$$

где κ — постоянная Больцмана. Как следует из (2), τ_t экспоненциально уменьшается с ростом T, однако значение коэффициента α, по-видимому, не постоянно в широком интервале T. В частности, выполненный в работе [32] анализ литературных данных, полученных в разных условиях, дал $-0.3 \le \alpha \le 1$. Авторы работы [32] нашли $\alpha = 0$ для легирующих примесей фосфора и бора в Si ($\Delta E \approx 0.043$, 0.045 эВ) в интервале $T = 25-33$ K. Естественно, данный вывод не может быть распространен на существенно бóльшие значения ΔE и температуры вплоть до T_r. Пользуясь формулой (2) и данными работы [33], при $\alpha = 0$ для A-центра можно получить приближенную оценку $\tau_t(T_r) \approx 1.3 \cdot 10^{-5}$ с. Эта оценка не противоречит нашим данным, согласно которым малоинерционные РД-ловушки ($\tau_t < 10^{-8}$ с при T_r) в исследованных образцах не обнаружены. Сделанное заключение служит дополнительным подтверждением выводов работы [25], относительно того, что особенности спектров $C(f)$, $R(f)$ на рис. 2 с характерным временем $\tau_{l,h}$ не обусловлены присутствием ловушек. Тем не менее Z–V спектрометрия МВ диапазона потенциально может служить инструментом обнаружения мелких ловушек при $T = T_r$, когда таковые присутствуют в исследуемом образце. Разберем этот вопрос в следующем разделе.

Возникшие в облученном нейтронами образце РД, как и следовало ожидать, вызвали рост сопротивления и уменьшение емкости ДШ. На рис. 2 представлены осредненные спектры по измерениям на различных (идентичных по геометрии) ДШ. Существенные различия от точки к точке наблюдались только в параметре R_l для образца S3. В трех исследованных ДШ с одинаковым (максимальным) флюенсом $F_m = 2.9 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ имели $R_l = 8$, 10, 20 Ом. Сопротивление R_l при F_m облучении в среднем увеличивается в 3.5 раза — наиболее сильный эффект по сравнению с остальными параметрами ДШ в табл. 1. При этом параметр R_h практически не изменяется с ростом F. Таким образом, возникшие под действием облучения РД вызвали резкий рост избыточного сопротивления ДШ за счет изменения параметра R_l в формуле (1) и схеме на рис. 1, *b*.

Измерение спектра $C(f, U)$ как функции напряжения смещения U позволяет определить концентрацию носителей заряда n материала, на котором изготовлен ДШ (в нашем случае n-Si). Как показано в работе [25], для этого надо использовать зависимость $C_{\infty}(U)$, по которой находится толщина обедненного слоя $d(U)$ и определяются толщина $d_0 = d(U = 0)$, а также барьерная разность потенциалов U_c. Соответствующие результаты для образцов S1, S3 приведены на рис. 3, где функция $d^2(U)$ представлена в безразмерных переменных $u = 1 + U/U_c$, $v = (d/d_0)^2$. Значения параметров d_0, U_c находятся из условия минимального среднеквадратичного отклонения экспериментальных данных от функции $v = u$. Можно видеть, что под воздействием радиации заметно изменяется толщина обедненного слоя $d_0 = d(U = 0)$ при неизменной высоте барьера U_c. Концентрацию находим по формуле $n = 2\varepsilon'\varepsilon_0 U_c/ed_0^2$, где e — заряд электрона. Проводимость кремния σ находим по спектрам $R(f) \to r(f)$ на рис. 2, *b* в диапазоне частот $f > 10$ ГГц. Сопротивление растекания переменного тока r в квазинейтральной области ДШ описывается соотношением [34]

$$r(f) = \frac{1}{2\pi}\left[\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}}\,\ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{2}{\sigma a}\,\mathrm{arctg}\left(\frac{b}{a}\right)\right], \qquad (3)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Полученные значения σ приведены в табл. 2. В результате

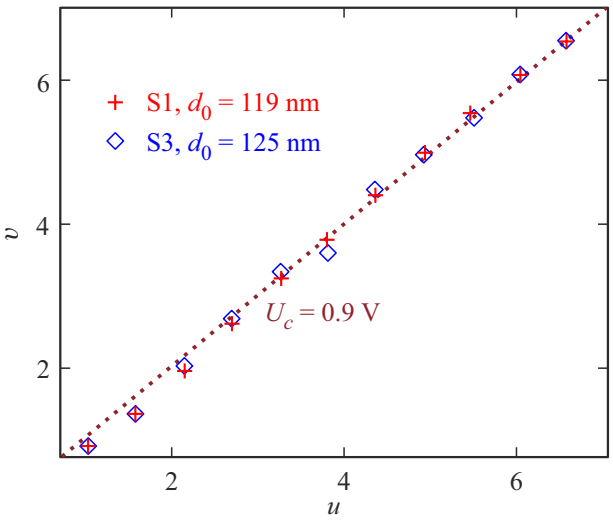

Рис. 3. Зависимость $d^2(U)$ в безразмерных переменных для образцов S1, S3. Значки — экспериментальные данные, штриховая линия — функция $v = u$.

Таблица 3. Характеристики мелких ловушек

ΔE, эВ	T, K	$\tau_t(T)$, с	$\tau_t(T_r)$, с	Материал, облучение, источник
0.0436 0.0455	25.3–30 28.2–33.3	$2\cdot10^{-5}$–10^{-6}	$(2.3–2.6)\cdot10^{-13}$ $(7.6–8.7)\cdot10^{-13}$	n-Si, p-Si, без облучения [32]
0.074	90–143	$5\cdot10^{4}$–$5\cdot10^{-7}$	$(0.9–2.3)\cdot10^{-10}$	p-GaAs, без облучения [35]
0.16	96–132	$0.43–9.1\cdot10^{-4}$	$(3.5–8.4)\cdot10^{-7}$	p-Si, α-частицы [36]
0.17 0.14	82–106 68–87	$0.23–4.5\cdot10^{-4}$ $0.22–4.7\cdot10^{-4}$	$(2.7–6.0)\cdot10^{-9}$ $(0.83–2.1)\cdot10^{-9}$	n-GaAs, электроны [37]
0.17	180	10^{-3}	$1.3\cdot10^{-5}$	n-Si, нейтроны (А-центр) [33]

находим подвижность $\mu=\sigma/(en)$. В табл. 2 также приведены параметры n,μ для каждого образца. Там же приведены аналогичные результаты независимых холловских измерений четырехзондовым методом в геометрии Ван дер Пау (ВДП). Можно видеть хорошую корреляцию результатов. Вместе с тем МВ данные дают заметно меньшие значения параметров n,μ,σ по сравнению с DC измерениями. Наибольшее отличие, $\sim 40\,\%$, наблюдается для проводимости σ при максимальном F — вполне ожидаемый эффект РД, как предсказано во Введении. Отметим, что ВДП измерения выполнены на отдельных фрагментах пластины Si площадью $1\times1\,\text{см}^2$, с нанесенными омическими контактами в углах. Эти, не содержащие ДШ образцы, облучались нейтронами с идентичным образцам S2, S3 флюенсом F. ВДП измерения нелокальны, т.е. не позволяют исследовать характеристики ДШ.

Влияние облучения на электрофизические параметры полупроводника n-Si (исключая напряжение U_c) прослеживается по всем данным табл. 2. Наши результаты демонстрируют заметно меньшую деградацию характеристик Si по сравнению с литературными данными. Согласно [1], при облучении нейтронами спектра деления зависимость $n(F)$ характеризуется эмпирическим соотношением

$$n(F)=n_0\exp\left(\frac{R_0F}{n_0}\right), \tag{4}$$

где $n_0=n(F=0)$, $R_0=n_0^{0.23}/k_n$, $k_n=387$ для Si. При $n_0=10^{17}\,\text{см}^{-3}$ из (4) получим $\Delta n(F_m)/n_0=(1-n(F_m)/n_0)\approx 50\,\%$. По нашим данным, $\Delta n(F_m)/n_0\approx 9(\text{Z–V})-12\,\%$ (ВДП). Изменение подвижности в [1] $\Delta\mu(F)/\mu=(10^{-15}–10^{-16})\cdot F\,[\text{см}^{-2}]$, т.е. $\Delta\mu(F_m)/\mu>30\,\%$, в то время как наши Z–V измерения дали $\Delta\mu(F_m)/\mu\approx 17\,\%$. Естественно, приведенные литературные данные являются ориентировочными, так как при одинаковом F энергетический спектр нейтронов может несколько различаться для разных реакторов. Обычно средняя энергия нейтрона спектра деления $\sim 1\,$МэВ. Возможно также, что отмеченные различия связаны с восстановлением характеристик материала с течением времени за счет релаксации РД (так называемый отжиг РД). Наши измерения выполнялись по истечении приблизительно 1 месяца после облучения. Согласно сложившимся представлениям, изменение подвижности связано как с рассеянием на заряженных точечных дефектах, так и на кластерных РД, которые в среднем нейтральны. В таком случае $\Delta\mu/\mu>\Delta n/n$. По данным [2], указанный эффект имеет место при $n>10^{15}\,\text{см}^{-3}$. В наших Z–V измерениях мы также наблюдаем это явление для $F=F_m$, что может свидетельствовать о возникновении кластерных РД в исследуемом образце при достаточно сильном облучении.

4. Возможность обнаружения мелких ловушек

В исследованных образцах мы не обнаружили РД-ловушки более мелкие, чем А-центр. Согласно сделанной в предыдущем разделе оценке, такие ловушки перезаряжаются с временем $\tau_t(T_r)\approx 1.3\cdot10^{-5}\,$с, существенно превышающим максимально регистрируемое спектрометром время $\tau_{\max}=(2\pi f_{\min})^{-1}\approx 10^{-8}\,$с. Более глубокие РД (например, дивакансия ($\Delta E=0.23\,$эВ), E-центр ($\Delta E=0.4\,$эВ) [3,34]) имеют еще бóльшие времена $\tau_t(T_r)$. Экспериментальные данные для мелких ловушек с $\Delta E\le 0.17\,$эВ (включая РД-ловушки) по нескольким публикациям приведены в табл. 3. Результаты получены AC и (или) DLTS методами при достаточно низких температурах T. Время $\tau_t(T_r)$ вычислено по формуле (2) при $\alpha=0$. Из табл. 3 можно видеть, что слишком „мелкие“ ловушки [32] имеют $\tau_t(T_r)<\tau_{\min}=(2\pi f_{\max})^{-1}\approx 3\cdot10^{-12}\,$с, т.е. выходят за рабочий диапазон со стороны верхних частот. Вместе с тем для исследованных в работах [35,36] ловушек в GaAs получаем $\tau_t(T_r)$, попадающее в диапазон обнаружения $\tau_{\min}$–$\tau_{\max}$. Согласно [3], в GaAs наблюдаются и более мелкие, чем в работе [37], РД-ловушки, имеющие $\Delta E=0.09–0.12\,$эВ, которые также могут быть обнаружены Z–V методом при температуре T_r. Тот факт, что разного типа РД-ловушки с близкими значениями $\Delta E=0.16–0.17\,$эВ в работах [33,36,37] (см. табл. 3) имеют существенно разные времена перезарядки $\tau_t(T_r)$, не удивителен. Коэффициент AT^{α} в формуле (2) опре-

деляется рядом факторов, в частности сечением захвата носителей, которое для разных дефектов варьирует на несколько порядков. Таким образом, есть основания полагать, что действие радиации на полупроводники создает достаточно мелкие РД с $\Delta E \sim 0.09-0.17$ эВ (по крайней мере в GaAs), для которых соответствующие особенности спектра $Z(f)$ попадают в рабочий диапазон частот Z–V спектрометра, т.е. такие РД могут быть обнаружены при $T = T_r$. Продемонстрируем это при помощи моделирования.

Используем показанную на рис. 1, *b* схему ДШ, в которой ловушки с концентрацией n_t описываются последовательной R_t, C_t цепью, подключенной параллельно емкости C_0, где, согласно [31], при $n_t/n \ll 1$

$$C_t = C_0\sqrt{\frac{\Delta E}{eU_c}}\,\frac{n_t}{n}, \quad R_t = \tau_t/C_t. \tag{5}$$

В формулах (5) концентрация ловушек n_t — это концентрация неионизованных глубоких состояний в квазинейтральной области. Для мелких ловушек вероятна ситуация частичной ионизации, когда полная концентрация состояний $N_T > n_t$ [30]. В частности, ловушками может служить и легирующая примесь с концентрацией $N_D > n$, как это имело место для Si в работе [32] при низких температурах, когда свободные носители частично вымерожены. Для легированного фосфором *n*-Si, по оценкам [25], при T_r получено $n_t/n \approx (1 - n/N_D) < 3\,\%$, т.е. в (5) $C_t/C_0 < 1\,\%$. Указанное обстоятельство послужило в работе [25] одним из аргументов в пользу того, что особенности спектров $C(f)$, $R(f)$ с характерным временем τ_h не связаны с ловушками в образце S1.

С учетом ловушек в правой части формулы (1) для импеданса ДШ Z делается замена первого слагаемого:

$$-i/(\omega C_0) \to Z_n(\omega) = -i/\big(\omega C_n(\omega)\big) + R_n(\omega), \tag{6}$$

где

$$C_n(\omega) = C_t\,\frac{(1 + C_0/C_t)^2 + (C_0/C_t)^2(\omega\tau_t)^2}{1 + (C_0/C_t)(1 + \omega\tau_t)^2}, \tag{7}$$

$$R_n(\omega) = \frac{\tau_t}{C_t}\,\frac{1}{(1 + C_0/C_t)^2 + (C_0/C_t)^2(\omega\tau_t)^2}. \tag{8}$$

В формулах (6)–(8) $\omega = 2\pi f$. Для моделирования, так же как в работе [23], используем эквивалентную схему зонда в виде двухпроводной линии с электрической длиной $l_e(\omega)$ и параметром потерь $\delta(\omega)$, полученными в процессе калибровки ЗС. Комплексный коэффициент отражения на входе зонда рассчитывается по формулам

$$\Gamma(\omega) = \frac{Z_{\text{in}}(\omega) - Z_0}{Z_{\text{in}}(\omega) + Z_0}, \tag{9}$$

где $Z_0 = 50$ Ом — импеданс коаксиального кабеля, соединяющего зонд с ВАЦ. Входной импеданс зонда Z_{in} в (9) определяется соотношением:

$$Z_{\text{in}} = Z_{cm}\,\frac{Z + iZ_{cm}\,\text{tg}(kl)}{Z_{cm} + iZ\,\text{tg}(kl)}. \tag{10}$$

Здесь импеданс тестируемого образца Z вычисляется по формулам (1), (6) с использованием приведенных в табл. 1 параметров образцов S1, S3, а $kl = (\omega/c)l_e(\omega)(1 - i\delta(\omega))$, c — скорость света. Энергия уровня ловушек в (5) $\Delta E = 0.1$ эВ, время перезарядки τ_t полагаем равным $3 \cdot 10^{-10}$ с. „Экспериментальные“ данные моделируются с учетом шумов спектрометра, когда к амплитуде и фазе коэффициента отражения $\Gamma(\omega)$ (9) добавляются случайные функции при помощи генератора случайных чисел так же, как и в работе [23]. Импеданс образца $Z(f)$ восстанавливается по той же методике, что и спектры на рис. 2. Результаты моделирования для различной относительной концентрации ловушек n_t/n в образце S3 представлены на рис. 4 и 5. Спектры на рис. 4 отвечают зонду, идеально согласованному с подводящим кабелем, когда $Z_{cm} = Z_0 = 50$ Ом. В расчетах на рис. 5 полагали $Z_{cm} = 48$ Ом, т.е. зонд слабо рассогласован — ситуация, которая имеет место в использованной нами ЗС.

Спектры $C(f)$, $R(f)$, показанные на рис. 4 кривыми 1 и *2* при $n_t/n = 0$, практически идентичны спектрам образцов S1, S3 на рис. 2 и демонстрируют отсутствие в исследованных образцах мелких ловушек, в том числе РД-ловушек с параметрами, близкими к модельным значениям. Кривые *2–4* на этом рисунке показывают заметные искажения спектров за счет присутствия ловушек в образце S3. Согласно выполненным расчетам, Z–V метод потенциально способен обнаружить мелкие ловушки с концентрацией $n_t/n > 1\,\%$ и временем τ_t, соответствующем рабочему диапазону спектрометра $f_{\min} - f_{\max}$. Сделанный вывод относится к идеально согласованному зонду. Для рассогласованного зонда в спектрах $C(f)$, $R(f)$ на рис. 5, кроме небольшой ($< 5\,\%$) погрешности определения C, R, в диапазоне $f > 1$ ГГц наблюдаем паразитные осцилляции, которые также имели место в выполненных здесь ЗС измерениях, как и в предшествующих исследованиях [22,23,25]. Полученная оценка предельной концентрации относится к ловушкам с $\tau_t > 1.5 \cdot 10^{-10}$ с, перезарядка которых наблюдается в диапазоне $f < 1$ ГГц. Эффект от таких ловушек, как видно из рис. 5, не искажен паразитными осцилляциями. Примененный в данной работе способ сглаживания осцилляций, описанный в работах [23,25], скорее всего, приведет к частичной потере информации о ловушках с $\tau_t < 3 \cdot 10^{-10}$, в результате чего повысится минимальная концентрация, необходимая для их обнаружения. Естественно, высокочастотные ловушки могут исследоваться Z–V методом при пониженной температуре, когда время τ_t увеличивается.

Совершенствование существующих ЗС приведет к повышению потенциальных возможностей Z–V метода, в том числе и для исследования мелких ловушек. Создание идеально согласованных зондов позволит более эффективно применять использованный нами метод калибровки. В частности, появится возможность реализовать ситуацию, показанную на рис. 4, во всем рабочем диапазоне частот спектрометра, т.е. при τ_t, меньших

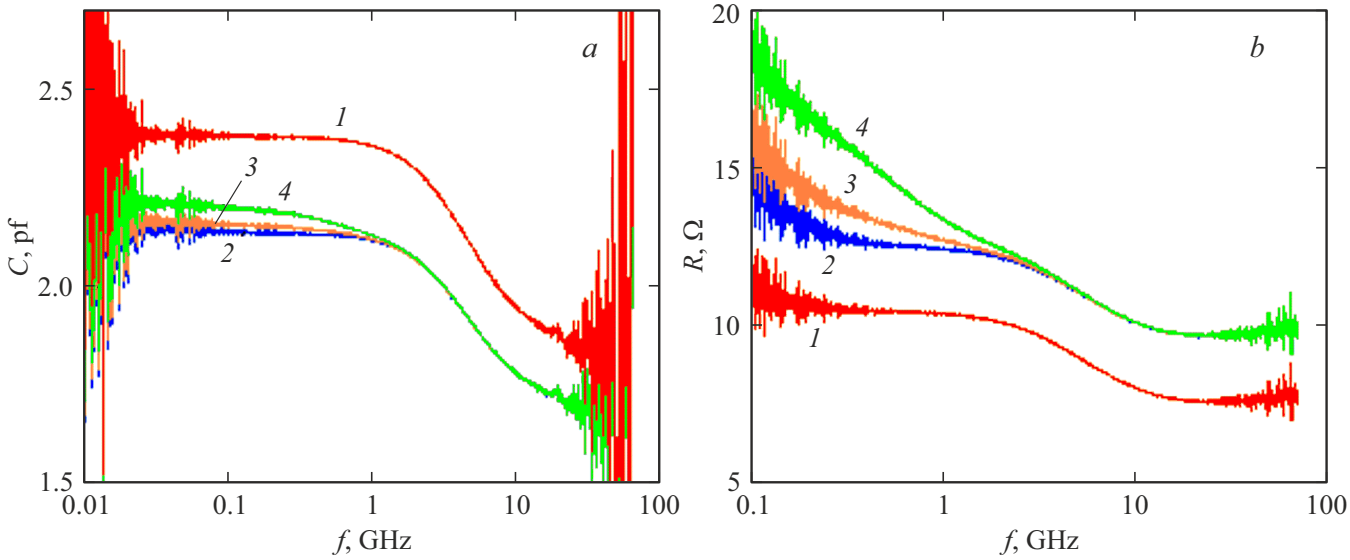

Рис. 4. Спектр емкости (a) и сопротивления (b) модели образца для идеально согласованного зонда. Кривые *1* и *2* — образцы S1, S3 при $n_t/n = 0$. Кривые *3* и *4* — образец S3 при $n_t/n = 0.03$, 0.1 соответственно.

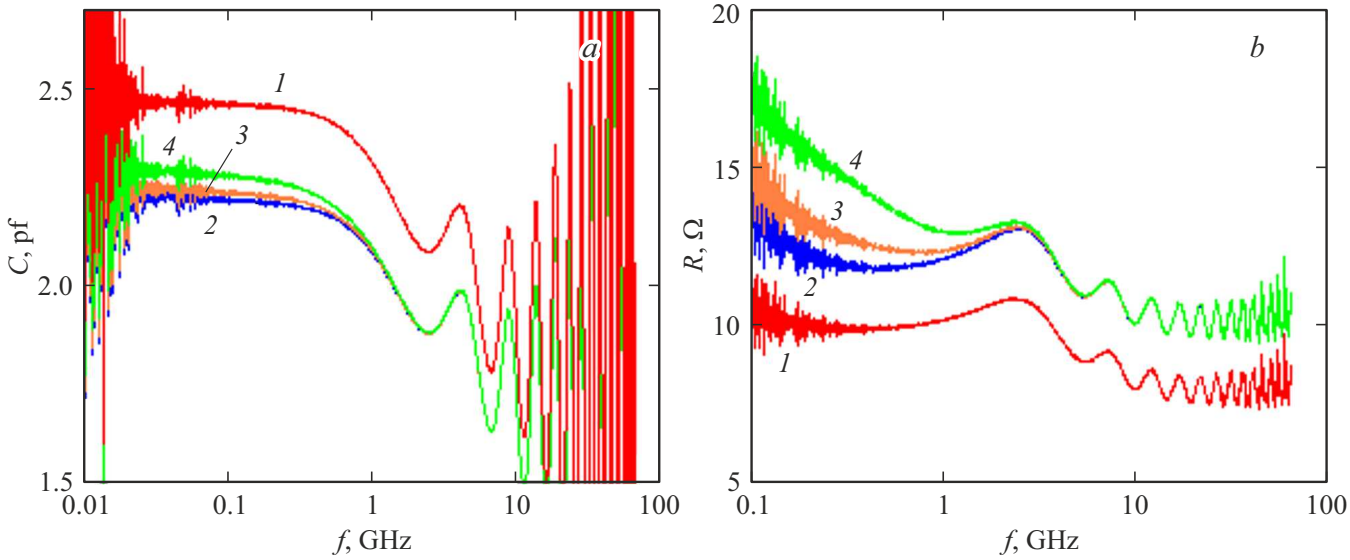

Рис. 5. Спектр емкости (a) и сопротивления (b) модели образца для рассогласованного зонда. Кривые *1* и *2* — образцы S1, S3 при $n_t/n = 0$. Кривые *3* и *4* — образец S3 при $n_t/n = 0.03$, 0.1 соответственно.

принятого в расчете значения. Как показано в работе [23], улучшение характеристик эталонных нагрузок позволит применять протокольную OSM методику измерений с калибровкой по O (open), S (short), M (matched) стандартам импеданса из комплекта ЗС. В таком случае OSM калибровка ЗС может быть эффективна и для частично рассогласованного зонда.

5. Заключение

Методом Z–V спектрометрии МВ диапазона исследованы параметры эквивалентной схемы кремниевого ДШ микронных размеров, облученного нейтронами. При максимальном флюенсе $F_m = 2.9 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ наблюдался обусловленный РД рост избыточного сопротивления R_l (в среднем в ~ 3.5 раза), многократно превысивший изменение других параметров схемы. Также наблюдался значительный разброс значений R_l, изменявшегося в ~ 2.5 раза от диода к диоду. Механизм формирования избыточного сопротивления в МВ спектре импеданса ДШ до конца не ясен. В работах [22,27] мы предположили, что это сопротивление связано с ловушками в полупроводнике. В работе [25], однако, на основании дополнительных исследований гипотеза ловушек не на-

шла подтверждения. Высказана другая гипотеза, согласно которой сопротивление обусловлено особенностями транспорта носителей в обедненном слое ДШ. Указанное сопротивление важно с точки зрения приборных применений ДШ (в смесителях, усилителях промежуточной частоты, детекторах и др.), а его радиационная деградация может отрицательно сказаться на работе соответствующих МВ устройств.

При использовании ДШ как инструмента диагностики мы наблюдали заметное влияние облучения нейтронами на электрофизические параметры полупроводника n-Si, на котором изготовлен исследованный образец. Влияние наиболее заметно при $F = F_m$, но также вполне наблюдаемо и при более слабом (в ~ 3 раза) облучении. Падение электронной концентрации n, вероятно, связано с образованием точечных необратимых дефектов в виде глубоких ловушек, на которые происходит захват свободных электронов. Уменьшение подвижности может быть обусловлено как точечными, так и кластерными РД. Полученные МВ значения параметров n, μ, σ на десятки процентов меньше холловских DC данных при одинаковой тенденции изменения. Наибольшее отличие (до 40 %) наблюдалось для проводимости σ.

Разработанный Z–V метод потенциально может служить инструментом обнаружения при комнатной температуре мелких дефектов (ловушек) с энергией $\Delta E \sim 0.07-0.17$ эВ и концентрацией $n_t/n > 1\,\%$. Согласно сделанным оценкам, такие ловушки при T_r перезаряжаются с характерным временем $10^{-8}\,\text{с} < \tau_t < 3 \cdot 10^{-12}\,\text{с}$ и создают измеримые эффекты в рабочем диапазоне частот МВ спектрометра. Появление РД-ловушек с указанными характеристиками в выполненных измерениях кремния не зарегистрировано, что и следовало ожидать на основании литературных данных. Есть обоснованная надежда, что соответствующие дефекты могут наблюдаться в облученном арсениде галлия.

Благодарности

Авторы признательны сотрудникам ИФМ РАН С.А. Краеву и Е.А. Архиповой, изготовившим исследованные образцы; С.А. Королеву, выполнившему ВДП измерения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FFUF-2024-0042). Использовано оборудование Центра коллективного пользования ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Т.М. Агаханян, Е.Р. Аствацатурьян, П.К. Скоробогатов. *Радиационные эффекты в интегральных микросхемах* (М., Энергоатомиздат, 1989).
[2] R. Zuleeg. *Radiation Effects in GaAs Integrated Circuits. In GaAs microelectronics*, ed. by N.G. Einspruch (Orlando, Florida, Acad. Press, Inc., 1985).
[3] Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, В.А. Вавилов. *Воздействие радиации на интеграль- ные микросхемы* (Минск, Наука и техника, 1986).
[4] J. Krupka. Meas. Sci. Technol., 24, 062001 (2013). DOI: 10.1088/0957-0233/24/6/062001
[5] S.M. Anlage, V.V. Talanov, A.R. Schwartz. *Scanning Probe Microscopy: Electrical and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale*, ed. by S. Kalinin, A. Gruverman (N.Y., Springer, 2007).
[6] A. Imtiaz, T.M. Wallis, P. Kabos. IEEE Microwave Mag., **15**, 52 (2014). DOI: 10.1109/MMM.2013.2288711
[7] S. Berweger, T.M. Wallis, P. Kabos. IEEE Microwave Mag., **21**, 36 (2020). DOI: 10.1109/MMM.2020.3008305
[8] Z. Chu, L. Zheng, K. Lai. Ann. Rev. Mater. Res., **50**, 105 (2020). DOI: 10.1146/annurev-matsci-081519-011844
[9] A. Tselev. IEEE Microwave Mag., **21**, 72 (2020). DOI: 10.1109/MMM.2020.3008241
[10] A. Rumiantsev, R. Doerner. IEEE Microwave Mag., **14** (7), 46 (2013). DOI: 10.1109/MMM.2013.2280241
[11] V. Teppati, A. Ferrero, M. Sayed. *Modern RF and Microwave Measurement Techniques* (N.Y., Cambridge Univ. Press, 2013).
[12] O. Amster, F. Stanke, S. Friedman, Y. Yang, St.J. Dixon-Warren, B. Drevniok. Microelectron. Reliab., **76–77**, 214 (2017). DOI: 10.1016/j.microrel.2017.07.082
[13] S. Berweger, G.A. MacDonald, M. Yang, K.J. Coakley, J.J. Berry, K. Zhu, F.W. DelRio, T.M. Wallis, P. Kabos. Nano Lett., **17**, 1796 (2017). DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b05119
[14] A. Buchter, J. Hoffman, A. Delvallee, E. Brinciotti, D. Hapiuk, C. Licitra, K. Louarn, A. Arnoult, G. Almuneau, F. Piquemal, M. Zeier, F. Kienberger. Rev. Sci. Instrum., **89**, 023704 (2018). DOI: 10.1063/1.5015966
[15] X. Guo, X. He, Z. Degnan, B.C. Donose, K. Bertling, A. Fedorov, A.D. Rakic, P. Jacobson. Appl. Phys. Lett., **119**, 091101 (2021). DOI: 10.1063/5.0061078
[16] D.A.A. Ohlberg, D. Tami, A.C. Gadelha, E.G.S. Neto, F.C. Santana, D. Miranda, W. Avelino, K. Watanabe, T. Taniguchi, L.C. Campos, J.C. Ramirez, C.G. do Rego, A. Jorio, G. Medeiros-Ribeiro. Nature Commun., **12**, 2980 (2021). DOI: 10.1038/s41467-021-23253-2
[17] R.C. Chintala, N. Antoniou, Y. Yang. *Proc. 47th Int. Symp. Testing and Failure Analysis* (Phoenix, Arizona, USA, **436**, 2021). DOI: 10.31399/asm.cp.istfa2021p0436
[18] A.N. Reznik, E.V. Demidov. J. Appl. Phys., **113**, 094501 (2013). DOI: 10.1063/1.4794003
[19] A.N. Reznik, S.A. Korolyov. J. Appl. Phys., **119**, 094504 (2016). DOI: 10.1063/1.4943068
[20] S.A. Korolyov, A.N. Reznik. Rev. Sci. Instrum., **89**, 023706 (2018). DOI: 10.1063/1.5013113
[21] А.Н. Резник, Н.В. Востоков, Н.К. Вдовичева, В.И. Шашкин. ЖТФ, **90** (11), 1944 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.11.49988.115-20

[22] А.Н. Резник, Н.В. Востоков. ФТП, **57**, 169 (2023). DOI: 10.21883/FTP.2023.03.55629.4532
[23] А.Н. Резник. Изв. вузов. Радиофизика, **67**, 607 (2024). DOI: 10.52452/00213462_2024_67_07_607
[24] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices* (Hoboken–N.J., J. Wiley and Sons, Inc., 2007).
[25] А.Н. Резник, Н.В. Востоков. ФТП, **59**, 60 (2025). DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60978.7727
[26] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization* (Hoboken–N.J., J. Wiley and Sons, Inc., 2006).
[27] А.Н. Резник, Н.В. Востоков. ЖТФ, **92**, 492 (2022). DOI: 10.21883/jtf.2022.03.52145.262-21
[28] A. Rumiantsev. *On Wafer Calibration Techniques Enabling Accurate Characterization of High-Performance Silicon Devices at the mm-Wave Range and Beyond* (Denmark, River Publishers, 2019).
[29] W.G. Oldham, S.S. Naik. Solid-State Electron., **15**, 1085 (1972). DOI: 10.1016/0038-1101(72)90167-0
[30] G. Vincent, D. Bois, P. Pinard. J. Appl. Phys., **46**, 5173 (1975). DOI: 10.1063/1.322194
[31] J.L. Pautrat, B. Katircioglу, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister, L. Revoil. Solid-State. Electron., **23**, 1159 (1980). DOI: 10.1016/0038-1101(80)90028-3
[32] H. Yuan, H. Zhang, F. Lu. Semicond. Sci. Technol., **24**, 085004 (2009). DOI: 10.1088/0268-1242/24/8/085004
[33] P. Chaudhari, S.V. Bhoraskar, S. Padgavakar, V.N. Bhoraskar. J. Appl. Phys., **70** (3), 1261 (1991). DOI: 10.1063/1.349581
[34] L.E. Dickens. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **15**, 101 (1967). DOI: 10.1109/TMTT.1967.1126383
[35] А.В. Мурель, В.Б. Шмагин, В.Л. Крюков, С.С. Стрельченко, Е.А. Суровегина, В.И. Шашкин. ФТП, **51**, 1538 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.11.45107.21
[36] H.T. Danga, F.D. Auret, S.M.M. Coelho, M. Diale. Physica B, **480**, 206 (2016). DOI: 10.1016/j.physb.2015.07.025
[37] S.M. Tunhuma, F.D. Auret, J.M. Nel, E. Omotoso, H.T. Danga, E. Igumbor, M. Diale. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **409**, 36 (2017). DOI: 10.1016/j.nimb.2017.05.041

Редактор Г.А. Оганесян

Neutron irradiation effects in a silicon Schottky diode measured by microwave spectrometry

A.N. Reznik[1], *N.V. Vostokov*[1], *P.A. Yunin*[1], *D.A. Yunin*[2], *E.A. Golikhina*[2]

[1] Institute for Physics of Microstructures Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
[2] The Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics, 607188 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russia

Abstract It has been studied the effect of neutron irradiation on the parameters of a Schottky diode using microwave volt-impedance spectroscopy, in particular, to the previously discovered excess resistance. The spectrum measurements of diode impedance were performed in the frequency range $0.01-67$ GHz for a $50\,\mu$m contact diameter at an irradiation fluence $F = (1; 2.9) \cdot 10^{15}$ cm^{-2}. Radiation defects leads at F increasing to growing degradation of the semiconductor (n-Si) electrical characteristics — decreasing of charge carrier concentration n, mobility μ, specific conductivity σ, which was confirmed by independent Hall measurements. The observed degradation was significantly lower than that reported in the literature. It has been observed at highest F an increase (by 3.5 times in average) of the diode excess resistance and its variations (by $2-2.5$ times) for different diodes. Values of the parameters n, μ, and σ in the microwave range were also found to be lower by tens of percent compared to the direct current data. The possibility is shown to detect by volt-impedance spectroscopy at room temperature the shallow traps: energy level $\sim 0.07-0.17$ eV, recharging time $10^{-8}-3 \cdot 10^{-12}$ s, relative concentration $n_t/n > 1\,\%$. No such radiation-induced traps were detected in the diode under study; however, it has been shown that their detection is possible in irradiated GaAs.