

Влияние облучения нейтронами на характеристики делителей потенциала кремниевых детекторов излучений

© В.К. Еремин[¶], Н.Н. Фадеева, Е.М. Вербицкая, Е.И. Теруков

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

(Получена 26 декабря 2011 г. Принята к печати 30 декабря 2011 г.)

Проведено исследование распределения потенциалов по VTS (VTS — Voltage Terminating Structure) кремниевых детекторов ядерных излучений, облученных нейтронами в диапазоне доз от $1 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см², где VTS представляет собой систему плавающих кольцевых $p^+ - n$ -переходов. Показано, что изменение профиля электрического поля в объеме детектора при увеличении дозы облучения является определяющим фактором в распределении потенциалов по VTS. Установлены механизмы функционирования VTS: при дозах облучения менее $5 \cdot 10^{14}$ экв.нейтр./см² распределение потенциалов между кольцами осуществляется по механизму „прокола“ межкольцевого промежутка, а при больших дозах контролируется токовым механизмом, определяемым плотностью протекающего в объеме детектора генерационного тока электронов и дырок. Предложенные механизмы функционирования VTS подтверждены экспериментально и путем моделирования.

1. Введение

Одним из стимулов интенсивного развития кремниевых детекторов ядерных излучений в последнее десятилетие являются новые задачи экспериментальной физики высоких энергий. Так, исследование фундаментальных процессов, происходивших на ранней стадии развития Вселенной, моделирование предельно конденсированного состояния материи в нейтронных звездах, поиски бозона Хиггса и ряд других глобальных проектов возможны только при использовании специальных кремниевых детекторов. Уже созданные крупнейшие экспериментальные установки, такие как Большой адронный коллайдер (БАК) в ЦЕРНе (Швейцария), ТЭВАТРОН в лаборатории Ферми (США), используют сотни квадратных метров кремниевых стриповых и пиксельных детекторов, что в разы перекрывает прежний годичный выпуск полупроводниковых детекторов в мире. Эти задачи потребовали создания новых технологий и конструкций детекторов и проведения большого объема исследований свойств высокоомного кремния в условиях воздействия на него интенсивных потоков релятивистских частиц.

Успешная работа крупнейших экспериментальных установок CMS и ATLAS в ЦЕРНе с большим количеством кремниевых детекторов стимулировала планы развития этого направления экспериментальной физики, требующего обеспечения работоспособности кремниевой части установок до доз облучения, десятикратно превосходящих достигнутый предел в $2 \cdot 10^{14}$ экв.нейтр./см². Одним из аспектов решения этой проблемы является исследование влияния высоких доз релятивистских частиц на элементы структуры детектора, обеспечивающие его стабильные вольт-амперные характеристики (ВАХ).

Как известно, облучение кремния частицами высоких энергий приводит к созданию радиационных дефектов, в том числе и тех, которые имеют уровни энергии

в запрещенной зоне и потому являются электрически активными. Связанный с этим процесс захвата неравновесных носителей вызывает снижение амплитуды сигнала, создаваемого зарегистрированной частицей, и модифицирует распределение напряженности электрического поля в чувствительной области детектора, что приводит, например, к потере детектором позиционной чувствительности. Процессы генерации носителей заряда через радиационные уровни в середине запрещенной зоны вызывают увеличение темнового тока детектора и снижают соотношение сигнал/шум.

В данной работе исследуется влияние облучения нейтронами вплоть до доз $5 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см² на свойства кольцевых структур, окружающих чувствительную область детектора и предназначенных для плавного снижения потенциала от центральной чувствительной области к периферии детектора (далее используется название VTS — Voltage Terminating Structure) [1]. Это позволяет избежать образования областей с высоким электрическим полем у чувствительного к излучению контакта, протекания поверхностных и периферийных токов и тем самым стабилизировать работу прибора. Такие структуры состоят из серии концентрических замкнутых или разомкнутых колец, представляющих собой плавающие (не присоединенные к фиксированному потенциалу) $p - n$ -переходы, количество и топология которых оптимизируется для конкретного типа прибора и условий его работы.

Выполнение исследования фокусируется на влиянии облучения на основную характеристику VTS — распределение потенциалов по кольцам структуры. Измерения выполнены на образцах, которые изготовлены в рамках проекта по созданию детекторов протонов для эксперимента TOTEM в ЦЕРНе. Исследования входят в программу работ по созданию детекторов для модернизации экспериментов на БАК, а также являются актуальными для создания установок, включающих кремниевые детекторы, в рамках программы FAIR в GSI (Германия).

[¶] E-mail: Vladimir.Eremin@mail.ioffe.ru

2. Образцы для исследования

В работе исследовались образцы кремниевых детекторных структур на основе $p^+ - n$ -переходов, окруженных системой плавающих p^+ -колец. Фотография детектора приведена на рис. 1. Образцы были изготовлены из БЗП кремния фирмы TOPSIL, США, с удельным сопротивлением $7 \text{ кОм} \cdot \text{см}$. Все структуры имели одинаковую топологию с площадью центрального чувствительного к излучению (так называемый пэд-электрод, pad) p^+ -контакта $5 \times 5 \text{ мм}^2$. VTS состояла из 4 замкнутых плавающих p^+ -колец, разделенных межкольцевыми промежутками, поверхность которых была пассивирована слоем SiO_2 . Тыловой омический контакт был выполнен в виде сплошного сильно легированного n^+ -слоя. Толщина структур составляла 300 мкм . Детекторы были облучены нейтронами с энергией 1 МэВ в диапазоне доз от $1 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{15} \text{ экв.нейтр./см}^2$, что фактически покрывает ожидаемый диапазон радиационных воздействий на внутренние трековые детекторы основных экспериментов на БАК после десятикратного увеличения интенсивности пучка.

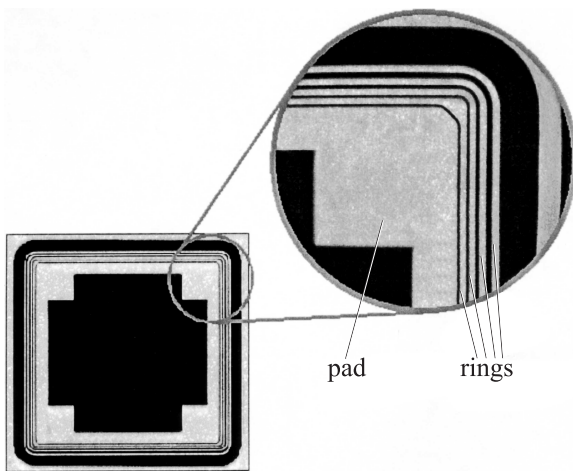


Рис. 1. Фотография исследуемого детектора.

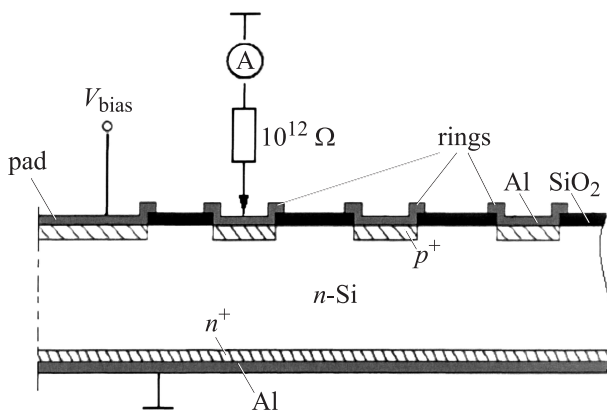


Рис. 2. Схематическое изображение фрагмента структуры детектора, иллюстрирующее схему измерений распределений потенциалов по VTS.

Измерения распределений потенциалов по VTS детекторов выполнялись на установке с микрозондами и пикоамперметром Keithley-487, имеющим встроенный источник питания (рис. 2). Чувствительный к потенциалу зонд прибора имел сопротивление 10^{12} Ом , что обеспечивало режим плавающего потенциала кольца в процессе измерения на нем потенциала; центральный $p^+ - n$ -переход был смещен в обратном направлении напряжением V_{bias} при заземленном тыловом n^+ -контакте.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 3 показаны зависимости потенциалов ϕ на кольцах от обратного напряжения V_{bias} для детекторов, облученных нейтронами в диапазоне доз от $1 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{15} \text{ экв.нейтр./см}^2$. На графиках приведены значения абсолютной величины отрицательного напряжения на центральном электроде образцов и потенциалов на кольцах VTS. Сплошной линией показано изменение потенциала центрального p^+ -контакта $\phi_{\text{pad}} = V_{\text{bias}}$, кривые 1–4 обозначают потенциалы от первого до четвертого кольца соответственно.

Для образца, облученного малой дозой $1 \cdot 10^{10} \text{ экв.нейтр./см}^2$ (рис. 3, a), распределение потенциала по кольцам VTS имеет характерный вид: по мере увеличения напряжения на центральном контакте происходит последовательное включение плавающих колец при определенных значениях напряжения V_{bias} , равных критическому V_{cr} , с последующим возрастанием их потенциала. Важно подчеркнуть, что падение напряжения между центральным электродом структуры и первым кольцом $V_{\text{bias}} - \phi_1$ показывает слабый стабильный рост, а его величина не превосходит 80 В , что обеспечивает стабильную ВАХ образца в широком диапазоне напряжений (рис. 4). Потенциал последнего кольца также растет и при $V_{\text{bias}} = 400 \text{ В}$ достигает 150 В , что в 2 раза больше падения напряжения между остальными кольцами. Очевидно, что дальнейшее увеличение напряжения смещения на диоде может привести к пробое именно периферийного кольца, поскольку поле фокусируется на его внешней границе, и последующему лавинообразному процессу пробоя остальных колец. С учетом сделанного замечания диапазон напряжения смещения был ограничен значением 400 В .

При увеличении дозы облучения значение критического напряжения V_{cr} для всех колец уменьшается и при дозе $5 \cdot 10^{13} \text{ экв.нейтр./см}^2$ (рис. 3, c) становится равным нулю. Для детекторов, облученных дозой $5 \cdot 10^{14} \text{ экв.нейтр./см}^2$ (см. рис. 3, d), потенциалы на всех кольцах возросли во всем диапазоне прикладываемого напряжения V_{bias} по сравнению с потенциалом колец детекторов, облученными меньшими дозами.

На начальном участке напряжения V_{bias} ($0 - 200 \text{ В}$) потенциалы на кольцах близки по значению, и эффективное деление потенциалов отсутствует. При дальнейшем увеличении дозы облучения (рис. 3, e, g) потенциалы на всех кольцах становятся одинаковыми во всем диапазоне

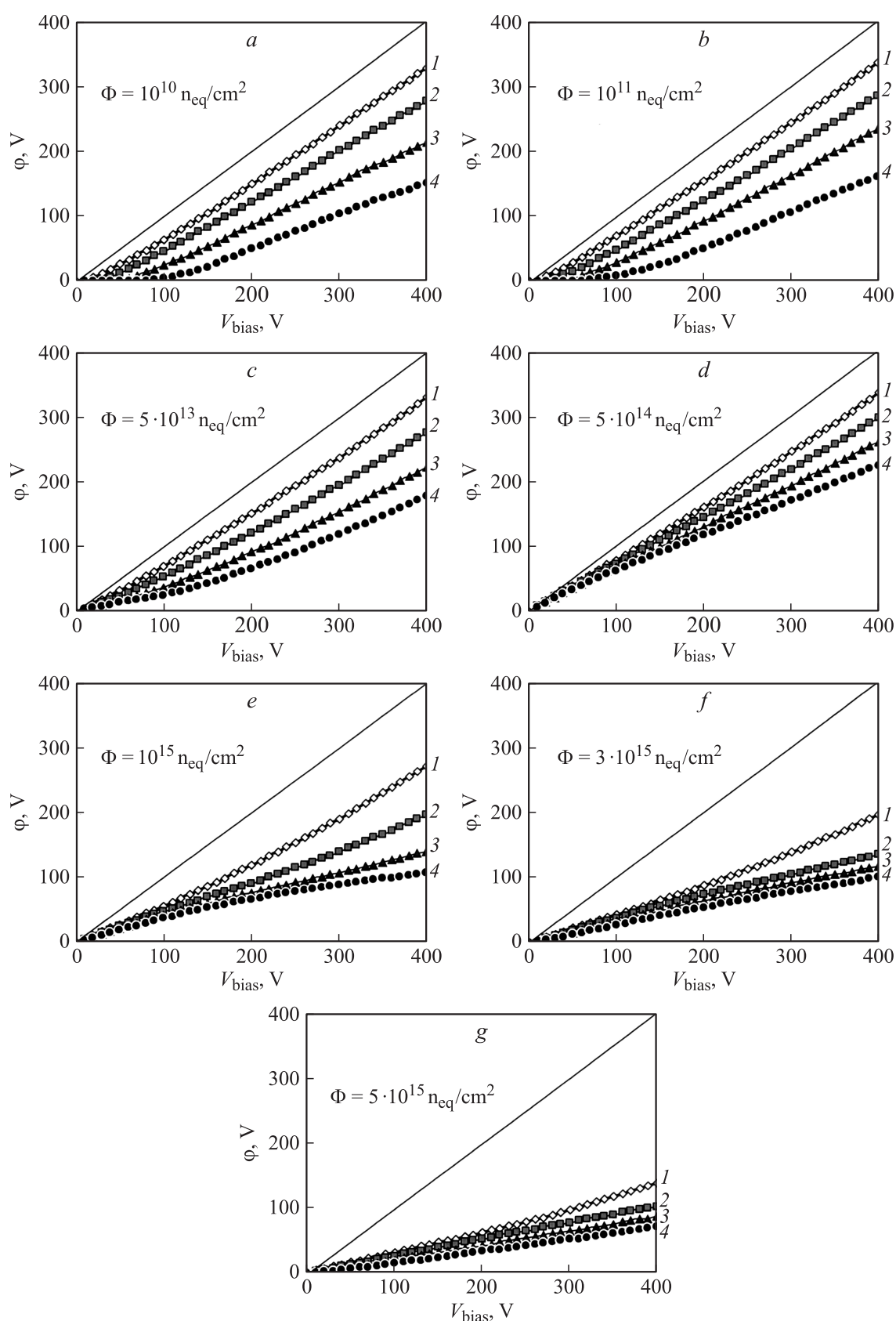


Рис. 3. Зависимости потенциалов на кольцах φ от напряжения V_{bias} , приложенного к центральному электроду для образцов, облученных нейтронами. Доза облучения, экв.нейтр./ cm^2 : *a* — 10^{10} , *b* — 10^{11} , *c* — $5 \cdot 10^{13}$, *d* — $5 \cdot 10^{14}$, *e* — 10^{15} , *f* — $3 \cdot 10^{15}$, *g* — $5 \cdot 10^{15}$. Номера кривых соответствуют номерам колец, начиная с внутреннего. Сплошная линия показывает потенциал центрального электрода.

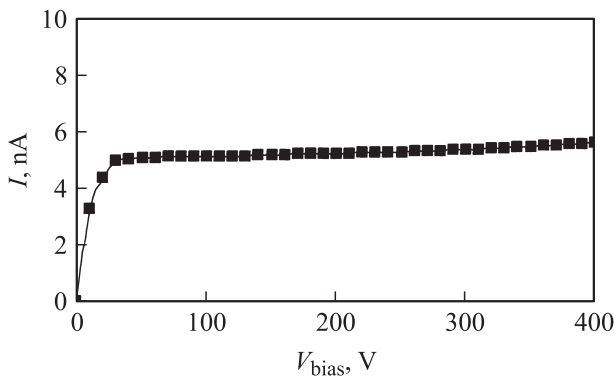


Рис. 4. ВАХ детектора, облученного дозой 10^{10} экв.нейтр./см². Измерения проводились при заземленном внутреннем кольце.

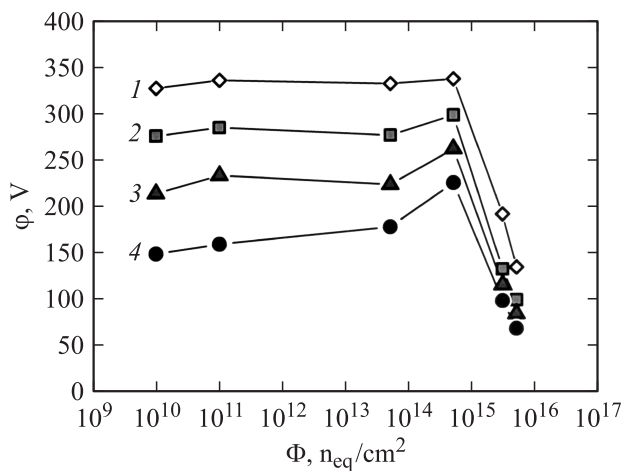


Рис. 5. Зависимости распределения потенциалов на кольцах детектора от дозы облучения Φ при обратном напряжении $V_{\text{bias}} = 400$ В. Номера кривых соответствуют номерам колец, начиная с внутреннего.

измеренных напряжений, а падение напряжения между центральным электродом и первым кольцом значительно увеличивается.

На рис. 5 представлено распределение потенциалов по VTS для детекторов, облученных в диапазоне доз от $1 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см² при обратном напряжении $V_{\text{bias}} = 400$ В. Из графика видно, что с ростом дозы $5 \cdot 10^{14}$ экв.нейтр./см² потенциалы колец увеличиваются, а падение напряжения между кольцами уменьшается. При дальнейшем увеличении дозы потенциалы резко падают и эффективное деление потенциалов по VTS отсутствует.

Как было показано в исследовании механизма распределения потенциалов по VTS детекторов до облучения, величина электрического поля в области межкольцевого промежутка является важнейшим фактором, определяющим разность потенциалов между соседними кольцами [1]. Облучение кремниевых диодных структур приводит к генерации радиационных дефектов с энергетическими уровнями, изменяющими эффективную концентрацию N_{eff} в области пространственного заря-

да (ОПЗ) и соответствующий профиль электрического поля. При облучении кремния n -типа происходит в основном компенсация акцепторными уровнями, поэтому при малых дозах эффективная концентрация N_{eff} в ОПЗ детектора уменьшается. В дальнейшем происходит смена знака пространственного заряда с положительного на отрицательный, т.е. инверсия знака пространственного заряда. Зависимость эффективной концентрации N_{eff} от дозы облучения нейтронами Φ может быть рассчитана при помощи параметрического уравнения [2]:

$$N_{\text{eff}}(\Phi) = N_{d0} \exp(-\gamma\Phi) - \beta\Phi, \quad (1)$$

где N_{d0} — эффективная концентрация до облучения, причем $N_{d0} = N_{\text{eff}}(\Phi = 0)$; $\gamma = 8.8 \cdot 10^{-14}$ см² — коэффициент удаления доноров; $\beta = 0.022$ см⁻³ — коэффициент введения акцепторов. Согласно уравнению (1), для использованного нами кремния с удельным сопротивлением 7 кОм·см ($N_{d0} = 6 \cdot 10^{11}$ см⁻³) инверсия происходит при дозе облучения $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$ экв.нейтр./см². При дальнейшем увеличении дозы облучения растет абсолютное значение N_{eff} .

Для исследования распределения электрического поля в образцах, облученных различными дозами, использовался метод переходного тока (ТСТ — Transient Current Technique), состоящий в измерении формы токового отклика структуры на импульсную генерацию неравновесных носителей в образце [3,4]. На рис. 6 приведены импульсы тока чувствительного $p^+ - n$ -перехода при импульсной генерации неравновесных носителей в слое толщиной около 10 мкм, что осуществлялось освещением поверхности чувствительного контакта лазерным импульсом длительностью 0.7 нс (длина волны 670 нм). Мгновенное значение возникающего переходного тока $i(t)$ пропорционально дрейфовой скорости пакета носителей $v_{\text{dr}}(t)$, движущегося в области электрического поля полностью обедненного детектора толщиной d [4]:

$$i(t) = \frac{1}{d} qv_{\text{dr}}(t) = \frac{1}{d} q\mu E(x, t), \quad (2)$$

где q — переносимый заряд, d — толщина структуры, v_{dr} — дрейфовая скорость переносимого заряда, μ — подвижность носителей заряда, $E(x, t)$ — профиль электрического поля.

Приведенные на рис. 6, а-с формы импульсов переходного тока соответствуют падению импульсов света на p^+ -сторону, при котором в объеме образца переносится пакет электронов в направлении к n^+ -контакту. Поскольку мгновенное значение тока пропорционально дрейфовой скорости, которая является возрастающей функцией электрического поля, наклон вершины импульса однозначно определяет градиент поля, следовательно, и знак объемного заряда. Отсюда можно заключить, что в $p^+ - n$ -структуре при малой дозе облучения $1 \cdot 10^{11}$ экв.нейтр./см² (рис. 6, а) пространственный заряд остается положительным (максимум поля расположен у

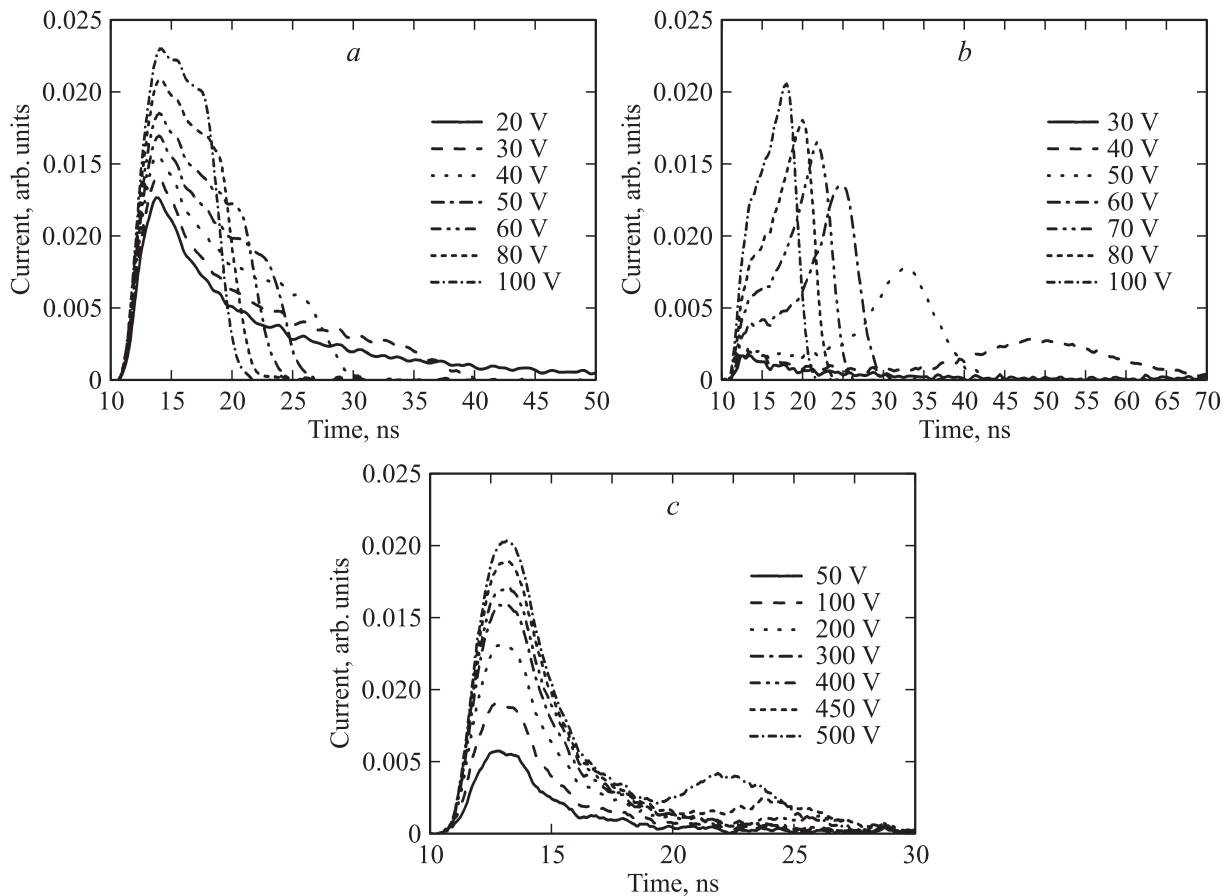


Рис. 6. Импульсы переходного тока чувствительного $p^+ - n$ -перехода детекторов при падении импульсов лазера на p^+ -сторону. Доза облучения, экв.нейтр./см²: *a* — 10^{11} , *b* — $5 \cdot 10^{13}$ и *c* — 10^{15} .

p^+ -контакта). При дозе $5 \cdot 10^{13}$ экв.нейтр./см² амплитуда импульсов возрастает во времени (рис. 6, *b*). Следовательно, пространственный заряд становится отрицательным и максимум напряженности электрического поля перемещается к n^+ -контакту, а кольцевая структура оказывается в области меньшего поля. При больших дозах ($1 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см²) электрическое поле вблизи n^+ -контакта доминирует, однако уменьшение величины переносимого заряда q , обусловленное захватом носителей на глубокие уровни, приводит к снижению амплитуды импульса во времени (рис. 6, *c*). Резкое падение тока на конце импульса достигается лишь при $V = 400$ В, что указывает на отсутствие полного обеднения структуры при меньших напряжениях.

4. Обсуждение результатов

Как было показано в работе [1], распределение потенциалов по VTS необлученных детекторов описывается инжекционной моделью протекания тока через межкольцевые промежутки VTS. При смещении чувствительного $p^+ - n$ -перехода в обратном направлении потенциал кольца остается равным нулю до определенного критического напряжения $V_{\text{bias}} = V_{\text{cr}}$. При этом напряжении

происходит так называемый „прокол“ промежутка, т.е. начинается инжекция дырок из p^+ -области кольца в межкольцевой промежуток и потенциал кольца становится отличным от нуля. Дальнейшее повышение прикладываемого напряжения вызывает рост потенциала кольца. Условия, необходимые для „прокола“ межкольцевого промежутка, зависят от распределения напряженности электрического поля в промежутке и определяется конкуренцией нормального и тангенциального (параллельного поверхности промежутка) векторов электрического поля. Инжекция стимулируется тангенциальной компонентой электрического поля, тогда как нормальная компонента препятствует ей, уводя носители в объем диода и прерывая тем самым межкольцевой ток. Увеличение нормальной компоненты ответственно за возрастание падения напряжения между кольцами при увеличении напряжения на $p^+ - n$ -переходе.

Из графиков, представленных на рис. 3, *a* и *b*, видно, что распределение потенциалов по VTS для детекторов, облученных малыми дозами нейтронов $1 \cdot 10^{10}$ и $1 \cdot 10^{11}$ экв.нейтр./см², удовлетворяет инжекционной модели протекания тока через межкольцевые промежутки VTS. Рост потенциалов колец начинается с определенного значения критического напряжения V_{cr} и продолжается с увеличением прикладываемого напряжения V_{bias} .

При повышении дозы облучения в диапазоне 10^{10} – 10^{11} экв.нейтр./см² абсолютное значение эффективной концентрации объемного заряда уменьшается согласно уравнению (1), что соответственно снижает неоднородность электрического поля и соответственно напряженность поля у p^+ -контакта. Эта закономерность приводит к уменьшению V_{cr} и небольшому снижению разности потенциалов между кольцами при увеличении дозы. При этих дозах максимум напряженности электрического поля находится у p^+ -контакта и поэтому отличное от нуля нормальное к поверхности поле существует при любом напряжении на структуре (в том числе и при контактной разности потенциалов). По этой причине рост потенциалов на кольцах начинается при $V_{cr} > 0$. С облучением максимальная величина напряженности поля снижается, что облегчает достижение „прокола“ между кольцами и проявляется в уменьшении V_{cr} .

Кардинальным образом работа VTS меняется при дозе $5 \cdot 10^{13}$ экв.нейтр./см² (рис. 3, *c*). Для всех колец V_{cr} становится равным нулю, а зависимости потенциалов колец заметно линеаризуются. Эти изменения качественно согласуются с результатами исследования распределения электрического поля в детекторе, которые иллюстрируют импульсы на рис. 6, *b*. При дозе $5 \cdot 10^{13}$ экв.нейтр./см² максимальное электрическое поле расположено у n^+ -контакта и при напряжении, меньшем, чем напряжение обеднения структуры, кольца на p^+ -стороне оказываются в нулевом поле. Очевидно, что в этих условиях механизм „прокола“ межкольцевых промежутков VTS в электрическом поле обратного смещенного $p^+ - n$ -перехода работать не может. Действительно, в частично обедненной структуре проводящая база вблизи p^+ -контакта фактически замыкает между собой кольца VTS, а ток утечки $n^+ - n$ -перехода, контактирующего на n^+ -стороне с торцом чипа, протекая по торцевой поверхности чипа и затем через VTS, увеличивает потенциал периферийного четвертого кольца и всей VTS в целом. Поэтому при обеднении структуры, наступающем при 75 В, возникает падение потенциала между кольцами по стандартному механизму „прокола“, однако уже на уровне отличного от нуля потенциала периферийного кольца.

При дозе $5 \cdot 10^{14}$ экв.нейтр./см² наблюдается рост потенциалов всех колец VTS, за счет чего падение напряжения на периферии детектора достигает величины, составляющей более 50% от приложенного к структуре напряжения V_{bias} . При этом во всем интервале напряжений потенциалы колец растут практически линейно, а существенная дифференциация потенциалов соседних колец начинается при обратном напряжении V_{bias} более 200 В (рис. 3, *d*). Это значение оказывается в несколько раз ниже напряжения обеднения структуры, составляющего, согласно [5], около 750 В. Этот факт является прямым свидетельством существования в сильно облученных $p^+ - n - n^+$ -структурах двух максимумов электрического поля, расположенных у противоположных контактов [6]. Основная обедненная область, на которой падает большая часть приложенного напряжения, расположена у

n^+ -контакта. Дополнительная область электрического поля у p^+ -контакта образуется за счет захвата дырок, термически генерированных в объеме структуры, и является причиной возникновения разности потенциалов между кольцами. Очевидно, что различие в потенциале колец оказывается незначительным, поскольку падение потенциала на слое поля у p^+ -контакта в несколько раз меньше, чем на основной обедненной области.

При больших дозах $1 \cdot 10^{15}$ – $5 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см² тенденция изменения потенциалов становится обратной (рис. 3, *e-g*). Потенциалы колец VTS с повышением дозы снижаются, и эффективное деление потенциала фактически отсутствует (рис. 5). Так, при дозе $5 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см² 80% потенциала падает между центральным электродом и первым кольцом VTS. Причиной столь большого отличия потенциала центрального контакта структуры и соседнего плавающего кольца может быть доминирование токового механизма формирования электрического поля в объеме структуры. Темновой ток структуры возрастает пропорционально дозе облучения и при дозах $\sim 10^{15}$ экв.нейтр./см² достигает десятков мкА/см²/300 мкм. При высокой скорости генерации тока в объеме и значительной концентрации радиационных дефектов, которые являются центрами захвата свободных носителей, электрическое поле формируется захваченным зарядом электронов и дырок, т.е. оно существует преимущественно в областях протекания тока. На p^+ -стороне к ним относится область, прилегающая к чувствительному $p^+ - n$ -переходу, где собирается основной ток структуры. Окружающие ее плавающие кольца VTS, изолированные от центрального контакта, не собирают ток и находятся в стороне от траекторий дрейфа дырок к p^+ -контакту. Как следствие, кольцевая система попадает в область, в которой электрическое поле мало, а потенциал близок к потенциалу тылового n^+ -контакта. Это в полной мере соответствует условиям проведенного эксперимента, поскольку при максимальной дозе облучения $5 \cdot 10^{15}$ экв.нейтр./см² ширина слоя пространственного заряда на n^+ -стороне при $V_{bias} = 400$ В не превышает 100 мкм. Поэтому конфигурация электрического поля определяется конфигурацией линий протекания электрического тока в базе, формирующего объемный заряд посредством механизма захвата носителей заряда. Качественно взаимосвязь распределения электрического поля с протекающим током описывается соотношениями:

$$\operatorname{div} E \propto q N_{tr} \propto f(\tau)(j_h - j_n), \quad (3)$$

где q — элементарный заряд, N_{tr} — разностная концентрация захваченных электронов и дырок; $f(\tau)$ — функция, описывающая вероятность захвата электронов и дырок; j_h , j_n — плотность тока дырок и электронов соответственно. Поскольку у p^+ -контакта доминирует ток дырок, то $\operatorname{div} E$ всегда положительна, следовательно, максимальное поле будет находиться на поверхности p^+ -контакта, собирающего дырки. Вблизи изолированных колец напряженность электрического поля будет минимальной и, как показывает эксперимент, их потенциал близок к потенциалу n^+ -контакта.

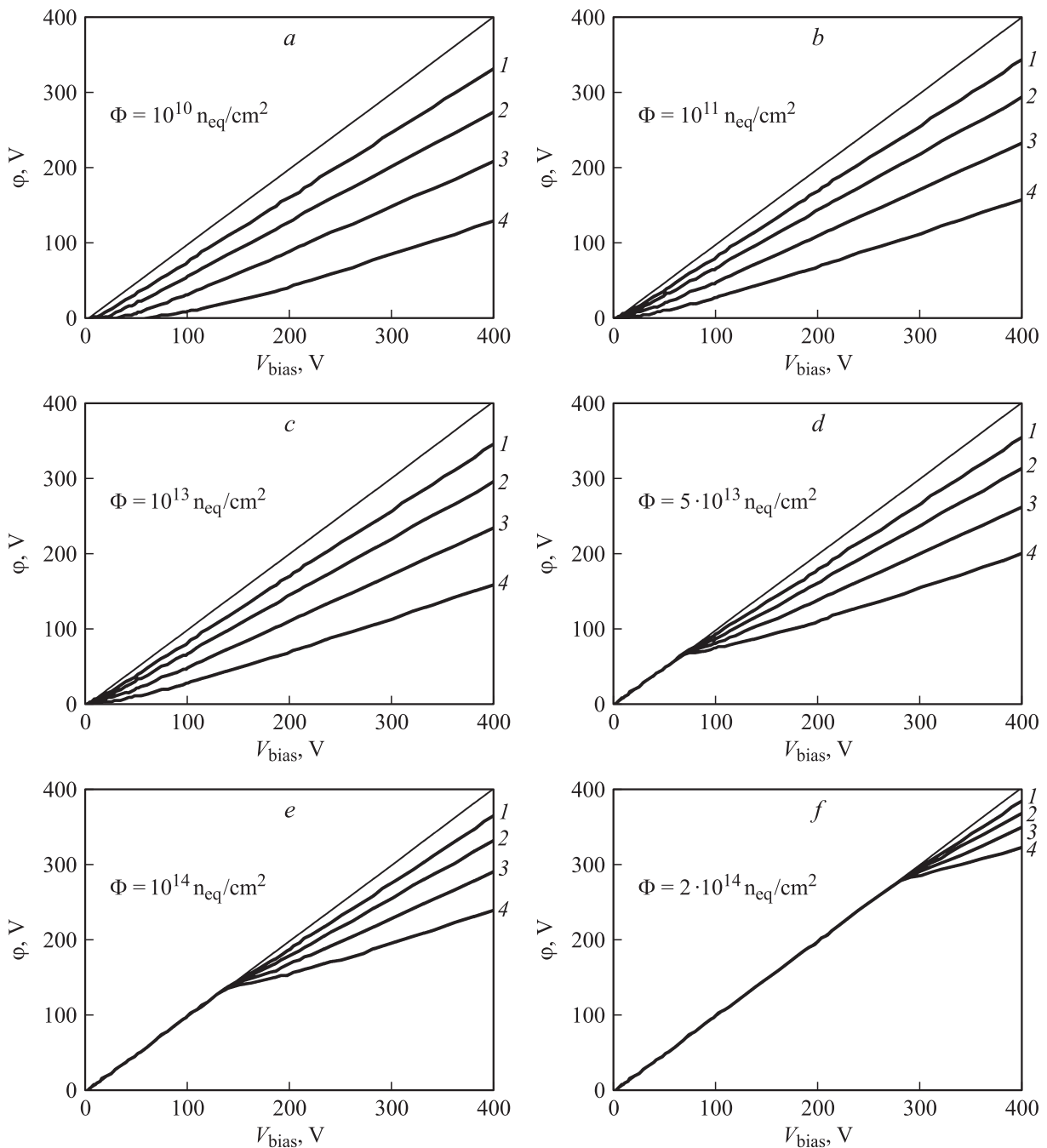


Рис. 7. Смоделированные зависимости потенциалов на кольцах φ от напряжения V_{bias} , приложенного к центральному электроду детекторов. Доза облучения, экв.нейтр./см²: *a* — 10^{10} , *b* — 10^{11} , *c* — 10^{13} , *d* — $5 \cdot 10^{13}$, *e* — 10^{14} , *f* — $2 \cdot 10^{14}$. Номера кривых соответствуют номерам колец. Верхняя линия показывает потенциал центрального электрода.

5. Моделирование распределения потенциалов по VTS

Для выяснения влияния роли захвата носителей темнового тока на распределение потенциалов по VTS было проведено компьютерное моделирование. С помощью программного пакета SILVACO-TCAD была промоделирована упрощенная структура детектора, изображенного на рис. 1. В моделировании не учитывалось введение

глубоких уровней в результате облучения и, как следствие, формирование при больших дозах облучения профиля электрического поля с двумя максимумами вблизи p^+ - и n^+ -контактов. Варьируемым параметром являлась эффективная концентрация примесей, которая рассчитывалась исходя из дозы облучения по формуле (1). Для детекторов, облученных дозами до 10^{13} экв.нейтр./см², т.е. до инверсии знака пространственного заряда, модель детектора соответствовала $p^+ - n - n^+$ -структуре. При до-

зах облучения более 10^{13} экв. нейтр./см² модель учитывала инверсию знака пространственного заряда и соответствовала $p^+ - n - n^+$ -структуре. Заряд на границе раздела Si–SiO₂ был фиксирован и составлял $3 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

На рис. 7 приведены полученные в результате моделирования зависимости потенциалов φ на кольцах от обратного напряжения V_{bias} для детекторов, облученных нейтронами в диапазоне доз от $1 \cdot 10^{10}$ до $2 \cdot 10^{14}$ экв. нейтр./см².

При сравнении результатов моделирования и эксперимента видно, что при малых дозах облучения (до $1 \cdot 10^{13}$ экв. нейтр./см²) зависимости распределения потенциалов по VTS имеют сходный характер, при этом наблюдается описанная выше тенденция уменьшения $V_{\text{ст}}$ с ростом дозы облучения. При дальнейшем увеличении дозы выше точки инверсии можно заметить значительные расхождения. Моделирование показывает равенство потенциалов колец и основного перехода до напряжения обеднения детектора (например, для детектора, облученного дозой 10^{14} экв. нейтр./см², напряжение обеднения составляет 150 В): все кольца имеют одинаковый потенциал, так как оказываются закороченными проводящей необедненной базовой областью. В интервале напряжений V_{bias} , превосходящих напряжение полного обеднения, потенциал на кольцах становится различным, так как они оказываются в области электрического поля и начинает работать механизм формирования потенциалов с „проколом“ межкольцевых промежутков. Эти расхождения являются результатом того, что моделирование не учитывало введение дефектов с глубокими уровнями, в результате чего база становится высокоомной, возникает процесс захвата носителей из протекающего в объеме темнового тока и, как следствие, принципиально иной характер распределения электрического поля.

6. Заключение

Выполненные исследования показывают, что радиационная деградация объема детектора, кроме снижения сигнала от регистрируемых частиц, приводит к нарушению работы систем стабилизации характеристик $p - n$ -перехода. Определяющим механизмом при увеличении дозы облучения являются изменение распределения электрического поля в объеме детектора и смена электростатического механизма формирования поля в ОПЗ на смешанный с доминирующим влиянием плотности протекающего в объеме генерационного тока электронов и дырок. При этом потенциал, падающий на VTS, снижается и становится существенно меньше приложенного к структуре напряжения, т.е. VTS теряет свойства как системы оптимизации распределения потенциала.

Практический вывод из работы состоит в том, что в кремниевых детекторах ядерных излучений, работающих при высоких радиационных нагрузках и высоких напряжениях, наблюдаемая стабильность их характеристик (отсутствие пробоя) определяется эффектом тока,

ограниченного пространственным зарядом, т.е. подавлением электрического поля в областях, где предпробойное высокое электрическое поле вызывает инжекцию носителей из контакта в объем детектора. Сделанный вывод является подтверждением этого механизма, предложенного авторами ранее в работе [7].

Работа выполнена при поддержке научной школы — грант президента РФ НШ-3306.2010.2 и программы президиума РАН „Экспериментальные и теоретические исследования фундаментальных взаимодействий, связанные с работами на ускорительном комплексе ЦЕРН“, и в рамках научной программы коллаборации ЦЕРН-RD50.

Список литературы

- [1] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, Н.Н. Сафонова, И.В. Еремин, Ю.В. Тубольцев, С.А. Голубков, К.А. Коньков. ФТП, **45** (4), 547 (2011).
- [2] Z. Le, E. Verbitskaya, V. Eremin, B. Dezillie, W. Chen, M. Bruzzi. Nucl. Instrum. Meth. A, **476**, 628 (2002).
- [3] H.W. Kraner, Z. Li, E. Fretwurst. Nucl. Instrum. Meth. A, **326**, 350 (1993).
- [4] V. Eremin, N. Strokan, E. Verbitskaya, Z. Li. Nucl. Instrum. Meth. A, **372**, 388 (1996).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*: в 2 т. (М., Мир, 1984) т. 1.
- [6] V. Eremin, E. Verbitskaya, Z. Li. Nucl. Instrum. Meth. A, **476**, 537 (2002).
- [7] V. Eremin, E. Verbitskaya, A. Zabrodskii, Z. Li, J. Härkönen. Nucl. Instrum. Meth. A, **658**, 145 (2011).

Редактор Т.А. Полянская

Influence of neutron irradiation on voltage terminating structure characteristics of silicon radiation detectors

V.K. Eremin, N.N. Fadeeva, E.M. Verbitskaya, E.I. Terukov

Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Investigation of potential distribution in voltage terminating structure (VTS) of silicon radiation detectors irradiated by neutrons in the fluence range $1 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{15}$ n_{eq}/cm² was carried out where VTS represents a set of floating $p^+ - n$ -junction rings. It is shown that the change of the electric field profile in the detector bulk with accumulation of radiation fluence is a key factor for potential distributions in VTS. The mechanisms of VTS operation are established. At fluences less than $5 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² the potential distribution in VTS is governed by the „punch-through“ mechanism in the interring gap, whereas at higher fluences it is controlled by a current flow determined by the density of the electron and hole generation current in the detector bulk. The proposed mechanisms of VTS operation have been confirmed experimentally and by simulations.