

ВЛИЯНИЕ ПРОНИКАЮЩЕЙ РАДИАЦИИ НА ПАРАМЕТРЫ КРЕМНИЕВОГО ПЛАНАРНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ВЫПРЯМИТЕЛЬНОГО ДИОДА

А.З. Рахматов¹, М.Ю. Ташметов², Л.С. Сандлер¹

¹ОАО Фотон, 100047, Ташкент, Узбекистан;

²Институт ядерной физики АН РУз, 100214, Ташкент, п. Улугбек, Узбекистан

Проведено исследование влияния электронов с энергией 4.5 МэВ и гамма-квантов с энергией 1.25 МэВ на величину прямого падения напряжения (U_F), обратного тока (I_R) и времени восстановления обратного сопротивления (t_{tr}) выпрямительного диода. Установлено, что соотношение между временем восстановления обратного сопротивления и прямым падением напряжения при плотности прямого тока ~ 250 А/см² идентично в диодах, облученных как гамма-квантами, так и электронами. Облучение гамма-квантами ⁶⁰Со по сравнению с облучением электронами обеспечивает лучшее соотношение между уровнем обратного тока и соответствующим значением времени восстановления обратного сопротивления.

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие проникающей радиации на полупроводниковые приборы как средство управления их параметрами получило широкое распространение. Облучение гамма-квантами, испускаемыми ⁶⁰Со (со средней энергией гамма-квантов 1.25 МэВ), и облучение ускоренными электронами с энергией 1...10 МэВ [1-7] являются наиболее распространёнными методами радиационной обработки, применяемыми в производстве. Как правило, производители полупроводниковых приборов пользуются тем видом облучения, который для них наиболее доступен. Вместе с тем имеются определённые физические предпосылки, связанные с различием в энергетическом спектре вводимых уровней и скоростях их введения, которые могут привести к неудовлетворительному сочетанию параметров приборов после радиационного воздействия ([8, 13] применительно к диодам, изготовленным по диффузионной технологии). Систематическое же сравнение указанных

двух видов радиационного воздействия на полупроводниковые приборы, изготовленные по различным технологиям и имеющие различные конструкции и сочетание регламентированных параметров, в литературе отсутствует.

В связи с этим настоящая работа посвящена исследованию возможных различий электронного и гамма-радиационного воздействий с точки зрения оптимального сочетания важнейших параметров высокочастотных высоковольтных планарных выпрямительных диодов средней мощности: прямого падения напряжения (U_F), обратного тока (I_R) и времени восстановления обратного сопротивления (t_{tr}).

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схематическая конструкция активной части кристалла диода, использованного в эксперименте, характеристики и геометрические размеры его примесных слоёв приведены на рис. 1.

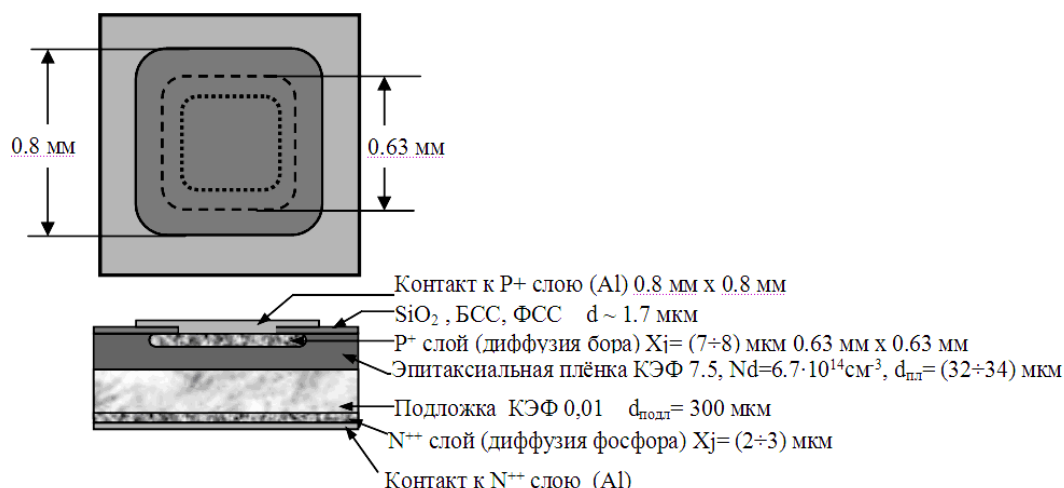


Рис. 1. Схематическая конструкция активной части кристалла диода

Основные технологические характеристики изготовления структуры:

- первичное окисление поверхности кремния производилось при $T=1423$ К в течение ~ 7200 с в атмосфере влажного и сухого кислорода;

- диффузия бора для создания p-n-перехода осуществлялась в две стадии: введение бора при $T=1323$ К в течение 2400 с и распределение его по объёму при $T=1423$ К в течение ~ 9600 с;

- двухстадийная диффузия фосфора: введение при $T=1273$ К в течение ~ 2400 с и распределение бора по объему в течение ~ 3000 с производилось для уменьшения сопротивления металлического контакта (Al) к n^+ -области.

Расчёты, проведенные по формулам и исходным данным работ [9, 10] (коэффициентам диффузии, предельной растворимости и скорости образования SiO_2), дали следующие электрофизические характеристики исследуемой структуры:

- толщина окисла за пределами области диффузии бора составляет $1.5 \dots 1.7$ мкм;
- глубина залегания p - n -перехода (7.5 ± 0.5) мкм;
- градиент концентрации примеси, создающей p - n -переход (в месте его расположения), составляет $\sim 1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-4}$;
- концентрация кислорода в активной части кристалла (в базе диода под p^+ -областью) не менее $(1.5 \dots 2.0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Облучение образцов гамма-квантами проводилось на гамма-установке ИЯФ АН Республики Узбекистан, облучение электронами – на ускорителе электронов типа У-003 в ОАО Фотон. Средняя энергия гамма-квантов 1.25 МэВ с интенсивностью $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Точность определения потока гамма-квантов (Φ_γ) 5 %.

Средняя энергия электронов составляла 4.5 МэВ с интенсивностью $(2.5 \dots 3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; точность определения флюенса электронов (Φ_e) – ~ 15 %.

Радиационному воздействию подвергались диоды, имеющие минимальный разброс по следующим основным параметрам: $U_F = 0.92 \dots 0.93$ В (при $I_F = 1$ А), $I_R = (15 \pm 2)$ нА (при $U_R = 200$ В); $t_{\text{т}} \leq (150 \pm 10) \cdot 10^{-9}$ с (при $I_F = 1$ А, $I_F/I_R = 1$ и уровне отсчёта 0,1 А). Приведенные величины этих параметров соответствовали средним значениям, наблюдаемым в процессе массового производства диодов. Каждому уровню радиационного воздействия подвергалась группа диодов в количестве не менее 20 штук. После облучения производились измерения $t_{\text{т}}$, U_F и I_R .

Для анализа зависимостей параметров от Φ_γ (потока гамма-квантов) и Φ_e (флюенса электронов) использовались средние значения параметров, замеренные на выборке из 20 штук. Подобный подход к планированию эксперимента позволяет устранить влияние неконтролируемых факторов на его результаты и повысить достоверность.

Методы измерения параметров соответствовали следующим установленным требованиям:

- время восстановления обратного сопротивления ($t_{\text{т}}$) измерялось с погрешностью не более 15 % в соответствии с ГОСТ 18986.8. Пересчёт времени восстановления обратного сопротивления на время жизни неосновных неравновесных носителей (t_p) осуществлялся по методике и данным, приведенным в [11];
- прямое падение напряжения (U_F) измерялось с погрешностью, не превышающей 3 % по ГОСТ 18986.3;
- обратный ток (I_R) измерялся с погрешностью не более 10 % по ГОСТ 18986.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные зависимости $\Delta[1/t_p](\Phi_\gamma)$ и $\Delta[1/t_p](\Phi_e)$, полученные в настоящей работе. При этом каждой экспериментальной точке сопоставлен наблюдавшийся разброс обратного времени жизни неосновных неравновесных носителей $\Delta[1/t_p]$ и возможная погрешность определения потока гамма-квантов (Φ_γ) и флюенса электронов (Φ_e).

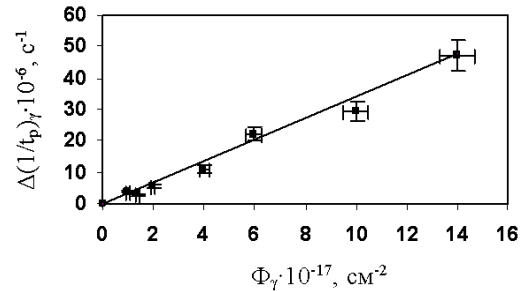


Рис. 2. Зависимость $\Delta(1/t_p)_\gamma$ от потока гамма-квантов Φ_γ

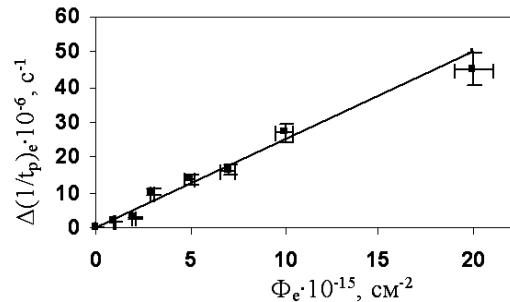


Рис. 3. Зависимость $\Delta(1/t_p)_e$ от флюенса электронов Φ_e

Из этих рисунков следует:

а). Значения $\Delta(1/t_p)$ прямо пропорциональны потоку гамма-квантов (Φ_γ) и флюенсу электронов (Φ_e):

$$\Delta\left(\frac{1}{t_p}\right)_\gamma = K_{t\gamma} \Phi_\gamma; \quad (1)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{t_p}\right)_e = K_{te} \Phi_e, \quad (2)$$

где $K_{t\gamma}$ – и K_{te} – константы повреждаемости времени жизни при воздействии на диод гамма-излучения или электронного излучения соответственно.

б). Зависимости, аналогичные (1) и (2), были получены и описаны в работах [1-8, 13, 14, 16].

в). Рассчитанные из рис. 2 и 3 величины угловых коэффициентов дали следующие результаты: $K_{t\gamma} = 3.35 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$ и $K_{te} = 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$. Эти значения $K_{t\gamma}$ и K_{te} очень близки к литературным данным, приведенным в [1] и [8] для гамма- и электронного излучения соответственно (применительно к кремнию с концентрацией кислорода $\geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

г). С точки зрения влияния облучения на время жизни неосновных носителей тока (или на время восстановления обратного сопротивления, так как эти параметры пропорциональны) облучение исследуемых образцов

дующих диодов потоком гамма-квантов 10^9 см^{-2} эквивалентно облучению электронами с энергией 4.5 МэВ флюенсом $1.35 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$.

Отметим следующее обстоятельство. В соответствии с [3] в случае, если рекомбинационный центр расположен в верхней половине запрещённой зоны, константа повреждаемости времени жизни для полупроводника n-типа определяется следующей формулой:

$$K_t = \frac{\left(1 + \frac{\Delta n}{n_0}\right)}{\left(1 + \frac{\Delta n}{n_0}\right) + \frac{n_1}{n_0}} V_p \sigma_p \rho \frac{dM}{d\Phi}, \quad (3)$$

где Δn – концентрация неравновесных носителей; n_0 – концентрация равновесных носителей; n_1 – концентрация носителей в зоне проводимости в случае, если энергетическое положение уровня Ферми совпадает с энергетическим положением рекомбинационного уровня; V_p – тепловая скорость дырок; σ_p – сечение захвата дырок на рекомбинационный уровень; $dM/d\Phi$ – скорость введения рекомбинационного центра при облучении.

Если принять во внимание, что за снижение t_p в кремнии в результате радиационного воздействия электронного и гамма-облучения ответственен один и тот же А-центр [1-8, 13, 14, 16], а режимы, при которых определяется t_p , одинаковы для обоих видов радиационного воздействия, то из формулы (3) следует, что

$$\frac{K_{te}}{K_{t\gamma}} = \frac{\left(\frac{dM_e}{d\Phi_e}\right)}{\left(\frac{dM_\gamma}{d\Phi_\gamma}\right)}, \quad (4)$$

где $dM_e/d\Phi_e$ и $dM_\gamma/d\Phi_\gamma$ – скорости введения рекомбинационных А-центров при облучении электронами и гамма-квантами соответственно.

На наш взгляд, наиболее полные и достоверные данные приведены в [1] (для облучения электронами с энергией от 0.5 до 100 МэВ) и [16] (для гамма-облучения ^{60}Co). В соответствии с этими работами $dM_e/d\Phi_e|_{A-Ц} \approx 0.5 \text{ см}^{-1}$, а $dM_\gamma/d\Phi_\gamma|_{A-Ц} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, следовательно, их отношение равно примерно 1000, что достаточно близко к определённому из экспериментальных значений K_{te} и $K_{t\gamma}$ (~ 750) и свидетельствует о возможности использования формулы (3) для расчёта K_t .

На рис. 4 и 5 приведены экспериментальные значения, а также расчётные зависимости $U_F(\Phi_\gamma)$ и $U_F(\Phi_e)$, полученные по формулам [12].

Расчётные значения получены в работе [12] для случая высокого уровня инжекции во всей базе диода ($\Delta n = \Delta p > n_0$) и при наличии инжектирующего тылового pn^+ -контакта. Справедливость этих допущений подтверждается:

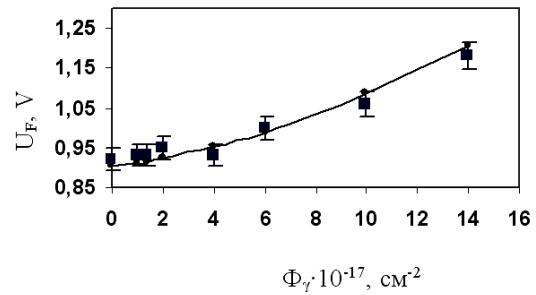


Рис. 4. Зависимость прямого падения напряжения U_F (1 А) от потока гамма-квантов (Φ_γ):
■ – экспериментальные значения;
● – расчётные значения [12]

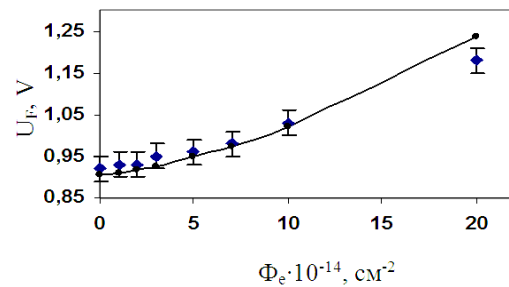


Рис. 5. Зависимость прямого падения напряжения U_F (1 А) от потока электронов (Φ_e):
■ – экспериментальные значения;
● – расчётные значения [12]

- высокой плотностью тока, при которой измеряется U_F ($\sim 250 \text{ А/см}^2$) и связанной с этим высокой (даже при минимальных значениях $t_p \sim 20 \text{ нс}$) концентрацией инжектированных носителей $p(0) \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, которая много больше равновесной концентрации электронов в базе диода: $n_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$;

- сравнительно небольшой величиной отношения ширины базы к диффузионной длине неравновесных носителей (d/L), которая даже при минимальных значениях t_p не превышает 5;

- достаточно высоким отношением концентраций равновесных электронов в n^+ - и p -областях диода ($5 \cdot 10^{17}$ и $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ соответственно), что позволяет сделать допущение о распределении $p(x)$ в базе с наличием минимума.

Из рис. 4 и 5 следует, что расчётные и экспериментальные значения U_F удовлетворительно совпадают друг с другом, что свидетельствует о применимости сделанных выше предположений для исследуемых диодов.

На рис. 6 представлены зависимости $U_F(t_{tr})$ для диодов, подвергавшихся радиационному воздействию гамма-квантами и электронами. Эти зависимости представляют интерес с точки зрения определения того вида облучения, которое обеспечивает оптимальное соотношение между t_{tr} и U_F .

Из рисунка видно, что зависимости $U_F(t_{tr})$ для обоих видов облучения полностью совпадают друг с другом, и, следовательно, влияние этих видов облучения идентично.

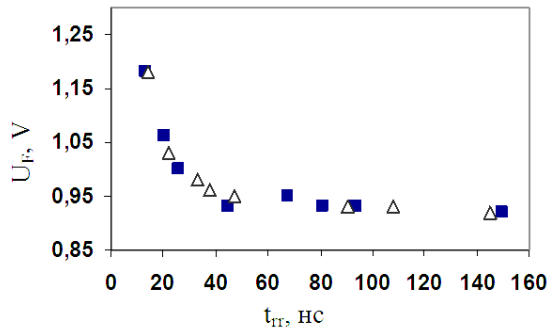


Рис. 6. Зависимости прямого падения напряжения U_F (1 А) от времени восстановления обратного сопротивления t_{tr} :
 ■ – гамма-облучение;
 △ – облучение электронами

Заключение об эквивалентности влияния гамма- и электронного облучений на величину U_F при одинаковых значениях t_{tr} отличается от вывода работы [8]. Согласно [8] облучение быстрыми электронами должно быть более предпочтительным для получения меньших значений U_F при заданном уровне t_{tr} . Вероятнее всего, различие результатов [8] и настоящей работы связано с разницей в плотностях тока, при которых измеряются и соответственно сопоставляются U_F и t_{tr} . При плотности тока ~ 250 А/см², используемой в настоящей работе, соотношение между t_p при высоком уровне инжекции и t_p при низком уровне инжекции перестаёт играть существенную роль в формировании соотношения между U_F и t_{tr} (в работе [8] U_F и t_{tr} измеряются при плотности тока ~ 20 А/см², т.е. на порядок меньшей, чем в настоящей работе).

На рис. 7 и 8 приведены экспериментальные зависимости $I_r(\Phi_\gamma)$ и $I_r(\Phi_e)$.

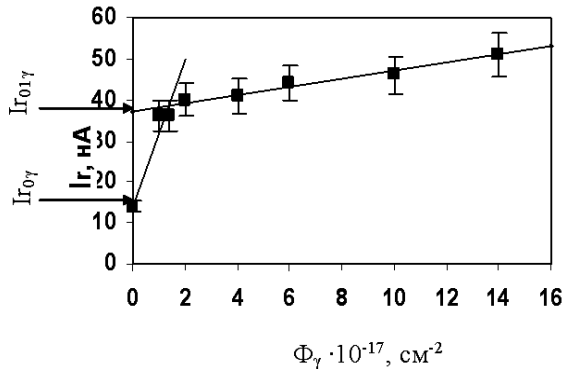


Рис. 7. Зависимость обратного тока I_r (200 В) от потока гамма-квантов (Φ_γ)

На рис. 9 показаны зависимости обратного тока от обратной величины t_{tr} облученных гамма-квантами и электронами диодов. Так как t_{tr} является функцией потока гамма-квантов или флюенса электронов, этот рисунок наглядно иллюстрирует как

идентичность общего вида зависимостей $I_r(\Phi_\gamma)$ и $I_r(\Phi_e)$, так и имеющиеся различия в величинах тока.

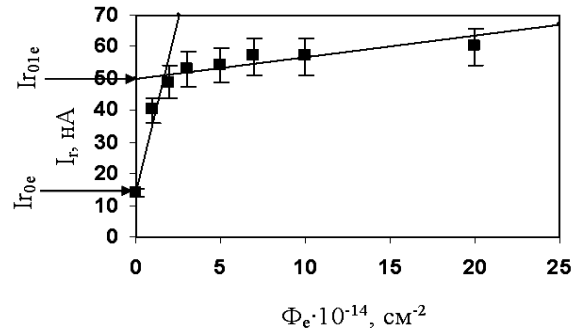


Рис. 8. Зависимость обратного тока I_r (200 В) от флюенса электронов (Φ_e)

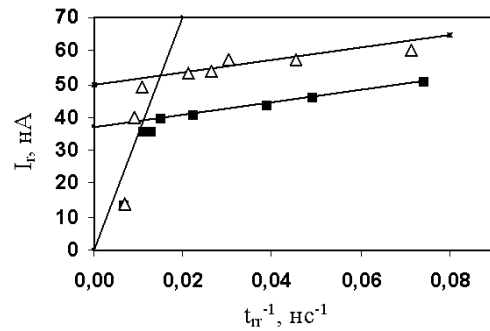


Рис. 9. Зависимости обратного тока I_r (200 В) от t_{tr}^{-1} : ■ – гамма-облучение; △ – облучение электронами

Анализ полученных кривых (см. рис. 7-9) показывает, что весь диапазон t_{tr}^{-1} можно разделить на два интервала, в каждом из которых кривую аппроксимируем отрезками прямых с различными угловыми коэффициентами. Прямые рис. 7, 8 аналитически могут быть описаны следующими уравнениями:

$$I_r = I_{r0\gamma}(e) + K_{1\gamma}(e)\Phi_\gamma(e) \quad (5)$$

– для первой области,

$$I_r = I_{r01\gamma}(e) + K_{2\gamma}(e)\Phi_\gamma(e) \quad (6)$$

– для второй области.

На рис. 7 и 8 имеются две области. Из этих рисунков, а также из уравнений (5) и (6) следует, что в 1-й области ($\Phi_\gamma \leq \sim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻² и $\Phi_e \leq \sim 2.5 \cdot 10^{14}$ е⁻/см²) скорость изменения обратного тока заметно (примерно в 20 раз для облучения гамма-квантами и примерно в 30 раз для облучения электронами) превышает эту величину во 2-й области ($\Phi_\gamma > \sim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻² и $\Phi_e > \sim 2.5 \cdot 10^{14}$ е⁻/см²).

Численные значения величин I_{r0} (величина обратного тока до облучения), I_{r01} , K_1 и K_2 , входящих в выражения (3) и (4), приведены в таблице.

Значения величин I_{r0} , I_{r01} , K_1 и K_2

$I_{r0\gamma}$	$I_{r01\gamma}$	$K_{1\gamma}$	$K_{2\gamma}$	I_{r0e}	I_{r01e}	K_{1e}	K_{2e}
1	2	3	4	5	6	7	8
$1.4 \cdot 10^{-8}$ А	$3.7 \cdot 10^{-8}$ А	$1.8 \cdot 10^{-25}$ А·см ⁻²	$1.0 \cdot 10^{-26}$ А·см ⁻²	$1.4 \cdot 10^{-8}$ А	$5.0 \cdot 10^{-8}$ А	$2.2 \cdot 10^{-22}$ А·см ⁻²	$0.7 \cdot 10^{-23}$ А·см ⁻²

Из рис. 9 следует, что для исследуемого типа диода полученные экспериментальные зависимости $I_r(t_r)$ различны для обоих видов облучения, т.е. при одних и тех же значениях t_r (в диапазоне $t_r \leq 50$ нс) величина обратного тока после облучения гамма-квантами на 15...20 % меньше, чем после облучения электронами. С этой точки зрения гамма-облучение является более оптимальным воздействием, чем облучение электронами.

Представляет интерес рассмотрение физических причин и механизмов, которые формируют зависимости $I_r(\Phi_\gamma)$ и $I_r(\Phi_e)$.

Исследователи, изучавшие влияние радиационного воздействия на обратный ток p-n-переходов [1-8, 13-15], констатируют тот факт, что обратный ток кремниевых p-n-переходов после радиационного воздействия определяется суммой поверхностного и объёмного токов и достаточно монотонно возрастает с увеличением потока (флюенса) облучения. При этом и поверхностная, и объёмная составляющие обратного тока определяются генерацией носителей с глубоких уровней, создаваемых облучением на поверхности и в области объёмного заряда p-n-перехода соответственно.

Механизмы, формирующие зависимость поверхностной составляющей обратного тока кремниевых p-n-переходов от степени радиационного воздействия, наиболее полно описаны в [2, 13, 15]. Согласно этим работам, в областях кремниевых p-n-переходов, защищённых термически выращенной двуокисью кремния (SiO_2), большую роль играют поверхностные эффекты, вызванные радиационным воздействием. При этом зависимость ряда параметров диодов от потока (флюенса) облучения носит характер насыщения. Это насыщение, как правило, наблюдается при воздействии на диод потока гамма-квантов (^{60}Co) $\sim 2 \cdot 10^{16} \dots 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. В частности:

- в [15] приведены зависимости $I_r(\Phi_\gamma)$ кремниевых диодов, защищённых SiO_2 , которые выходят на насыщение при поглощённой дозе гамма-излучения $10^6 \dots 10^7$ рад;

- в [2,13] показано, что скорость поверхностной рекомбинации (S), которая играет определяющую роль в формировании величины поверхностной составляющей обратного тока кремниевых p-n-переходов, в результате облучения быстрыми электронами может увеличиваться по сравнению со своим исходным значением более чем на три порядка; при поглощённой дозе $\sim 10^8$ рад зависимость $S(\Phi)$ выходит на насыщение, достигая максимального значения $S_{\text{max}} = 8 \cdot (10^2 \dots 10^3) \text{ см/с}$;

- в [13] приведена зависимость поверхностных рекомбинационных потерь в кремниевых p-n-транзисторах от поглощённой дозы различных видов излучения, которая также выходит на насыщение при значениях поглощённой дозы $\sim 10^7$ рад для всех видов радиационного воздействия (гамма-излучение, электроны, нейтроны).

В то же время в [2, 13, 15] указывается, что степень воздействия облучения, уровень радиационно-

го воздействия, при котором происходит насыщение, и величина S_{max} существенно зависят от состояния поверхности исследуемых образцов, примесного состава окисной плёнки, метода и технологии её получения и т.д.

Отсюда следует, что формирование 1-й области на зависимостях $I_r(\Phi_\gamma)$ и $I_r(\Phi_e)$, вероятнее всего, определяется поверхностными эффектами, инициированными облучением.

Из-за наличия большого количества трудно определяемых факторов, связанных с исходным состоянием окисной плёнки и поверхности кремния под ней, надёжная и достоверная количественная оценка величин $I_r(\Phi_\gamma)$ и $I_r(\Phi_e)$ в 1-й области этих зависимостей достаточно проблематична и, скорее всего, практически невозможна.

В этой связи укажем лишь на следующий интересный факт. Составляющая обратного тока, определяемая наличием генерационных центров на поверхности, определяется следующим выражением [2, 13]:

$$I_{rs} = qn_i S A_s, \quad (7)$$

где S – скорость поверхностной рекомбинации; A_s – площадь металлического контакта, под которым находится слой окисла кремния; n_i – концентрация носителей; q – элементарный электрический заряд ($1.602 \cdot 10^{-9}$ Кл).

Подставляя в (7) значения $S_{\text{max}} = 8 \cdot (10^2 \dots 10^3) \text{ см/с}$ и величину $A_s = 0.24 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, можно получить максимальное значение обратного тока, вызванного генерацией с поверхностных уровней, возникших в результате воздействия облучения: $I_{rs}(\text{max}) = 46 \cdot 10^{-9} \text{ А}$. Видно, что экспериментально наблюдаемые значения $I_{r01\gamma}$ и I_{r01e} (см. колонки 2 и 6 в таблице), которые с большой степенью вероятности можно идентифицировать как максимальные значения поверхностного обратного тока, близки к величине, полученной расчётным путём.

В [8] была сделана попытка провести расчёт объёмной составляющей обратного тока кремниевых диффузионных диодов после их обработки гамма-квантами. Определено, что А-центр, формирующий зависимость $t_p(\Phi_\gamma)$ и $U_F(\Phi_\gamma)$, не может быть ответственным за величину и зависимость $I_r(\Phi_\gamma)$.

Учитывая это обстоятельство, а также то, что априори наиболее интенсивно вводимыми в кремний уровнями при электронном и гамма-облучениях являются А- и Е-центры, рассмотрим возможность формирования 2-й области зависимостей $I_r(\Phi_\gamma)$ и $I_r(\Phi_e)$ Е-центрами, расположенными на расстоянии $E_m = -0.4 \text{ эВ}$ от дна зоны проводимости.

Значение обратного тока, который формируется одним энергетическим уровнем в запрещённой зоне, вводимым радиационным воздействием, определяется известной формулой (8) [10, 19]:

$$I_{\Gamma}(\Phi_{\gamma(e)}) = \left(\frac{q(n_i)^2 V_n V_p \sigma_n \sigma_p S_{p-n} W_{p-n}(U)}{V_p \sigma_p N_v \exp\left[\frac{(-\Delta E + E_m)}{kT}\right] + V_n \sigma_n N_c \exp\left[\frac{(-E_m)}{kT}\right]} \frac{dM_{\gamma(e)}}{d\Phi_{\gamma(e)}} \right) \Phi_{\gamma(e)}, \quad (8)$$

где V_n, V_p – тепловые скорости электронов и дырок; σ_n, σ_p – сечения захвата электронов и дырок на уровень; N_v, N_c – плотность состояний в валентной зоне и зоне проводимости; ΔE – ширина запрещённой зоны; $dM_{\gamma(e)}/d\Phi_{\gamma(e)}$ – интенсивность введения глубоких центров при облучении гамма-квантами или электронами; S_{p-n} – площадь p-n-перехода, равная $\sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$; $w_{p-n}(U)$ – ширина области объёмного заряда p-n-перехода при напряжении U .

Сравнение формул (8) и (6) показывает, что выражение в больших скобках в (8) может быть идентифицировано как $K_{2\gamma(e)}$ в формуле (6).

Для вычисления значений $K_{2\gamma(e)}$ и их последующего сравнения с экспериментальными величинами из таблицы необходимо знание численных значений физических величин, входящих в формулу (8).

В соответствии с данными, приведенными в [1, 16], значения интенсивности введения E-центров примем равными $dM_{\gamma}/d\Phi_{\gamma}|_{E-\Pi} \approx 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ и $dM_e/d\Phi_e|_{E-\Pi} \approx 0.13 \text{ см}^{-1}$. Учитывая, что интенсивность введения рекомбинационных центров радиационным воздействием существенно зависит от примесного состава кремния, концентрации кислорода в нём, концентрации и вида доноров, энергии и вида радиационного воздействия, целесообразно сравнить приведенные значения интенсивности введения E-центра с их вычисленными значениями из [16, 17], что справедливо, если $N_o > N_D$, $M_A < N_o$, $M_E > N_D$:

$$\frac{dM_{\gamma(e)}}{d\Phi_{\gamma(e)}}|_{E-\Pi} = \frac{dM_{\gamma(e)}}{d\Phi_{\gamma(e)}}|_{A-\Pi} \left(\frac{\xi_E}{\xi_A} \right) \left(\frac{N_D}{N_o} \right), \quad (9)$$

где ξ_E/ξ_A – отношение вероятностей образования E- и A-центров, равное примерно 100 [13]; N_D – концентрация электрически активного фосфора (доноров) в кремнии; N_o – концентрация кислорода в кремнии.

Для диодов, исследованных в настоящей работе, $N_D \approx 6.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_o \approx 2.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, следовательно

$$\frac{dM_{\gamma(e)}}{d\Phi_{\gamma(e)}}|_{E-\Pi} = 0.33 \frac{dM_{\gamma(e)}}{d\Phi_{\gamma(e)}}|_{A-\Pi}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) значения интенсивности введения A-центров из работ [1, 16] ($dM_{\gamma}/d\Phi_{\gamma}|_{A-\Pi} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ и $dM_e/d\Phi_e|_{A-\Pi} \approx 0.5 \text{ см}^{-1}$), получаем следующие расчётные значения для интенсивности введения E-центров в исследованных образцах Si: $dM_{\gamma}/d\Phi_{\gamma}|_{E-\Pi} \approx 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $dM_e/d\Phi_e|_{E-\Pi} \approx 0.16 \text{ см}^{-1}$. Сравнение этих расчётных значений интенсивности введения E-центров с данными, приведенными в [1, 16], показывает, что они достаточно хорошо совпадают друг с другом, и это является косвенным подтверждением их достоверности, а также возможности их использования в расчётах.

Значения сечений захвата E-центром электронов (σ_n) и дырок (σ_p) не зависят от вида и энергии ра-

диационного воздействия и в соответствии с [3] равны $2 \cdot 10^{-18}$ и $5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$.

Ширина области объёмного заряда W_{p-n} , рассчитанная по [14], оказалась равной $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ при напряжении $U = 200 \text{ В}$.

Тепловые скорости электронов и дырок вычислялись согласно [10]

$$V_{n(p)} = \left(\frac{3kT}{m_{n(p)}} \right)^{0.5}, \quad (11)$$

где $m_{n(p)}$ – эффективные массы электронов и дырок, равные $0.26m_0$ и $0.49m_0$ [20] соответственно (m_0 – масса покоя электрона); k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Для температуры 300 К эти скорости оказались равными $2.29 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ для электронов и $1.67 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ для дырок. Для остальных величин, входящих в формулу (8), были использованы их значения из [20] при 300 К: $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $N_c \approx 2.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $N_v \approx 1.0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $kT \approx 0.0256 \text{ эВ}$; $\Delta E \approx 1.12 \text{ эВ}$. Подставляя эти величины в формулу (8), получаем расчётные значения $K_{2\gamma(e)}$:

- в случае облучения гамма-квантами $K_{2\gamma} = 10^{-26} \text{ А} \cdot \text{см}^2$;

- в случае облучения электронами с энергией 4.5 МэВ $K_{2e} = 0.96 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{см}^2$.

Сравнивая вычисленные значения $K_{2\gamma}$ и K_{2e} с экспериментальными величинами (см. колонки 4 и 8 таблицы), можно сделать вывод об их удовлетворительном совпадении. Это свидетельствует о том, что величина обратного тока во 2-й области (см. рис. 7 и 8) с высокой степенью вероятности формируется E-центрами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате изучения влияния гамма- и электронного воздействий на планарные высоковольтные (обратное напряжение $U_R = 200 \text{ В}$) высокочастотные (время восстановления обратного сопротивления $t_{\text{tr}} < 50 \text{ нс}$) диоды средней мощности (средний прямой ток $I_{\text{F}} \sim 1 \text{ А}$) показано:

- при формировании времени восстановления обратного сопротивления диодов радиационным воздействием облучение потоком гамма-квантов $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ эквивалентно облучению быстрыми электронами с энергией 4.5 МэВ флюенсом $1.35 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$;

- воздействие гамма-квантов и электронов на соотношение между временем восстановления обратного сопротивления и прямым падением напряжения при плотности прямого тока $\sim 250 \text{ А/см}^2$ идентично;

- облучение гамма-квантами (^{60}Co) обеспечивает лучшее по сравнению с облучением электронами с энергией 4.5 МэВ соотношение между уровнем обратного тока после радиационной обработки и соот-

ветствующим значением времени восстановления обратного сопротивления;

- значение прямого падения напряжения при плотности прямого тока $\sim 250 \text{ А/см}^2$ после радиационной обработки можно прогнозировать расчётом, используя модель двойной инжекции;

- на зависимости обратного тока от потока гамма-квантов и от флюенса электронов имеются две области:

- 1-я область наблюдается на начальном этапе радиационной обработки ($\Phi_\gamma \leq \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi_e \leq \sim 2.5 \cdot 10^{14} \text{ е}^-/\text{см}^2$) и характеризуется быстрым увеличением обратного тока в 3–4 раза относительно его начального значения. Вероятной причиной увеличения обратного тока является увеличение скорости поверхностной рекомбинации в результате радиационного воздействия;

- 2-я область имеет место при $\Phi_\gamma > \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi_e > \sim 2.5 \cdot 10^{14} \text{ е}^-/\text{см}^2$ и характеризуется медленным увеличением обратного тока (на 15...20 % от значения обратного тока, достигнутого в первой области). Вероятной причиной увеличения обратного тока является генерация Е-центров, возникающих при радиационной обработке диодов.

Авторы выражают искреннюю благодарность и признательность доктору физико-математических наук, профессору М. Каримову и кандидату физико-математических наук М. Турсунову за плодотворное обсуждение результатов работы и весьма ценные замечания, использованные при написании статьи.

Работа выполнена в рамках проекта ФА-Ф2-Ф066+Ф072 «Свойства и структуры полупроводниковых материалов, содержащих низкоразмерные наноконструкции и наночастицы» и контракта № 23/11 ОАО Фотон и ИЯФ АН РУз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Ладыгин. *Радиационная технология твердотельных электронных приборов*. М., 1976, с.122.
2. Ф.П. Коршунов, Г.В. Гатальский, Г.М. Иванов. *Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах*. Минск: «Наука и техника», 1978, с. 210.
3. В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах*. М.: «Атомиздат», 1969, с. 165.
4. Н.А. Поклонский, Н.И. Горбачук, С.В. Шпаковский, С.Б. Ластовский, А. Виеск. Влияние радиационных дефектов на электрические потери в кремниевых диодах, облученных электронами // *ФТП*. 2010, т. 44, №3, с. 397–401.
5. Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырёв, С.Б. Ластовский, В.И. Кульгачев, Л.П. Ануфриев, И.И. Рубцевич, В.В. Глухманчук, Н.Ф. Голубев, С.В. Шпаковский. Взаимодействие излучения с твердым телом. *Материаловедение // 6-я Международная конференция*. Минск, 2005, с. 380.
6. В.Н. Брудный, В.М. Бойко, И.В. Каменская, Н.Г. Колин. Электрофизические свойства и предельное положение уровня Ферми в InSb, облученном электронами // *ФТП*. 2004, т. 38, №7, с. 802–807.
7. V.N. Bridniy, S.N. Grinayev, N.G. Kolin. A model for Fermi-level pinning in semiconductors: radiation effects, interface boundaries // *Physica B Cond. Matter*. 2004, v. 348, N 1-4, p. 213-225.
8. Ю.М. Добровинский. *Исследование радиационных эффектов в диффузионных электронно-дырочных переходах на основе кремния. Разработка гамма-радиационного технологического процесса*: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ташкент, 1981, с.142.
9. Е.З. Мазель, Ф.П. Пресс. *Планарная технология кремниевых приборов*. М.: «Энергия», 1974, с.150.
10. С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. М.: «Мир», 1984, с.76.
11. Ю.Р. Носов. *Полупроводниковые импульсные диоды*. М.: «Советское радио», 1964, с. 32.
12. Э.И. Адирович, П.М. Карагергий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках*. М.: «Советское радио», 1978, с.65.
13. В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов, Э.Н. Вологдин, Ю.Н. Андреев. *Действие проникающей радиации на изделия электронной техники*. М.: «Советское радио», 1980, с. 111.
14. В.С. Вавилов, Б.М. Горин, Н.С. Данилин, А.Е. Кив, Ю.Л. Нуров, В.И. Шаховцов. *Радиационные методы в твердотельной электронике*. М.: «Радио и связь», 1990, с. 63.
15. Дж. Митчелл, Д. Уилсон. *Поверхностные эффекты в полупроводниковых приборах, вызванные радиацией*. М.: «Атомиздат», 1970, с. 52.
16. И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хирич. *Радиационные эффекты в кремнии*. Киев: «Наукова думка», 1974, с. 50.
17. Е.Ф. Уваров, М.В. Чукичев. Исследование радиационных дефектов в промышленном кремнии, облученном электронами с энергией 1 МэВ // *Радиационная физика неметаллических кристаллов*. Киев: «Наукова думка», 1971, с. 306.
18. И.Е. Ефимов. *Микроэлектроника*. М.: «Высшая школа», 1987, с. 101.
19. С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*. М.: «Физматгиз», 1965, с. 136.
20. Л. Росадо. *Физическая электроника и микроэлектроника*. М.: «Высшая школа», 1991, с.321.

Статья поступила в редакцию 14.07.2011 г.

ВПЛИВ ПРОНИКАЮЧОЇ РАДІАЦІЇ НА ПАРАМЕТРИ КРЕМНІСВОГО ПЛАНАРНОГО ВИСОКОЧАСТОТНОГО ВИСОКОВОЛЬТНОГО ВИПРЯМНОГО ДІОДА

А.З. Рахматов, М.Ю. Ташиметов, Л.С. Сандлер

Проведено дослідження впливу електронів з енергією 4.5 MeV і гамма-квантів з енергією 1.25 MeV на величину прямого падіння напруги (U_F), зворотного струму (I_R) і часу відновлення зворотного опору (t_{π}) випрямного діода. Встановлено, що співвідношення між часом відновлення зворотного опору і прямим падінням напруги при щільності прямого струму $\sim 250 \text{ A/cm}^2$ ідентично в діодах, опромінених як гамма-квантами, так і електронами. Опромінення гамма-квантами ^{60}Co в порівнянні з опроміненням електронами забезпечує краще співвідношення між рівнем зворотного струму і відповідним значенням часу відновлення зворотного опору.

INFLUENCE OF PENETRATING RADIATION ON PARAMETERS OF SILICON PLANAR HIGH-VOLTAGE RECTIFIER DIODE

A.Z. Rakhmatov, M.Yu. Tashmetov, L.S. Sandler

The study of influence of electrons with 4.5 MeV energy and gamma-quantum with 1.25 MeV energy to values of immediate voltage drop (U_F), return current (I_R) and time of restoration return resistance (t_{π}) of rectifier diode is carried out. It is established that the ratio between time of restoration return resistance and direct immediate voltage drop at density $\sim 250 \text{ A/cm}^2$ direct current is identical in diodes irradiated as gamma-quantum and as electrons. The irradiation by gamma-quantum ^{60}Co in comparison with the irradiation by electrons provides the best ratio between return current level and by appropriate value of restoration time return resistance.