

Анализ пространственного распределения радиационных дефектов при облучении кремния альфа-частицами радионуклидных источников

Вологдин Э. Н., Гантман И. Я., Сидоров Д. В.

Проанализированы пространственные распределения относительной величины удельного сопротивления и концентрации основных носителей заряда в кремниевых эпитаксиальных плёнках и структурах полупроводниковых приборов, облучённых α -частицами радионуклидных источников (РНИ) при различных режимах облучения, и определены варианты облучения, обеспечивающие распределения дефектов по глубине, близкие к равномерному. Получены коэффициенты эквивалентности по отношению к нейтронному излучению, которые могут быть использованы при разработке универсальной методики имитации воздействия нейтронного излучения на изделия полупроводниковой электроники с помощью α -частиц радионуклидных источников.

Введение

В настоящее время испытания изделий полупроводниковой электроники (ИПЭ) на стойкость к воздействию нейтронного излучения проводятся на моделирующих установках (МУ), представляющих собой ядерные реакторы, работающие в непрерывном или импульсном режимах.

Современная нормативная документация по испытаниям ИПЭ допускает имитацию воздействия на них нейтронного излучения с помощью α -излучения радионуклидных источников (РНИ) [1], что повысило бы оперативность получения информации по радиационной стойкости ИПЭ и существенно бы уменьшило стоимость испытаний.

Однако используемая в отраслевом стандарте методика испытаний [1] предусматривает проведение сравнительных испытаний на источниках нейтронного и α -излучений для каждого нового типа прибора с целью получения соответствующих коэффициентов эквивалентности воздействия, которые должны зависеть от глубины залегания «чувствительных» областей в приборе, то есть тех участков, изменение электрофизических параметров в которых определяет деградацию параметров прибора. Кроме того, указанная методика предполагает проведение α -облучения в вакуумной установке для получения максимальных глубин проникновения α -частиц в структуру полупроводникового прибора, что существенно усложняет процесс проведения испытаний.

Получение более универсальных коэффициентов эквивалентности должно быть основано на анализе пространственного распределения радиационных дефектов в кремнии при α -облучении, так как универсальная методика имитации должна обеспечивать равномерное их распределение в «чувствительных» областях ИПЭ, что характерно для нейтронного облучения [2]. Следовательно, необходимым условием имитации воздействия нейтронного излучения на ИПЭ является создание равномерного профиля распределения радиационных дефектов в активных областях ИПЭ при их облучении α -частицами РНИ.

В [3] проводилась расчётная оценка профиля распределения радиационных дефектов в кремнии при его облучении α -частицами РНИ при различных толщинах слоя радиоактивного изотопа и различном расположении облучаемого объекта относительно источника α -излучения. Анализ результатов расчётов показал, что наибольшую равномерность дефектообразования в кремнии можно получить либо при коллимированном облучении из «толстого» α -источника, то есть источника, у

которого слой изотопа существенно превышает пробег α -частиц в нём, либо при облучении объекта из «тонкого» источника при наличии воздушного промежутка между источником и объектом. Однако в основе расчётов в [3] принималось допущение, что дефекты при α -облучении создаются главным образом в конце пробега α -частиц, что может исказить реальное распределение дефектов. Поэтому необходима экспериментальная проверка выводов, вытекающих из материала статьи. Учитывая, что в распоряжении находились только источники, в которых слой изотопа был меньше пробега в нём α -частиц, для анализа использовались экспериментальные результаты, полученные на таком источнике, в качестве которого был выбран α -источник типа АИП-Н на основе изотопов плутония.

В ходе данной работы было рассмотрено и проанализировано несколько возможных распределений дефектов по глубине исследуемых образцов при следующих вариантах облучения:

- расположение облучаемого образца непосредственно на источнике излучения и на различных расстояниях от него;
- облучение образца коллимированным потоком α -частиц через отверстие диаметром $d = 10$ мм при различной длине коллиматора.

Пространственное распределение радиационных дефектов получали на основании измерений на эпитаксиальных структурах n-n⁺-типа сопротивления растекания R_s по диаметру сферического шлифа [4] и C-V характеристик с помощью ртутного зонда.

В качестве образцов эпитаксиальных плёнок были выбраны пластины $\frac{30KЭФ30}{250ЭКЭС0,01}$ и $\frac{26KЭФ10}{250ЭКЭС0,01}$.

1. Расположение облучаемого образца непосредственно на источнике α -излучения

В данном режиме облучения участвует вся активная площадь источника излучения, то есть все α -частицы, вылетевшие из источника под различными углами, будут участвовать в дефектообразовании. Концентрация дефектов должна постепенно спадать от поверхности в глубь образца до максимальных глубин пробега α -частиц в кремнии. При продолжительном облучении вклад дефектов, образующихся ближе к поверхности,

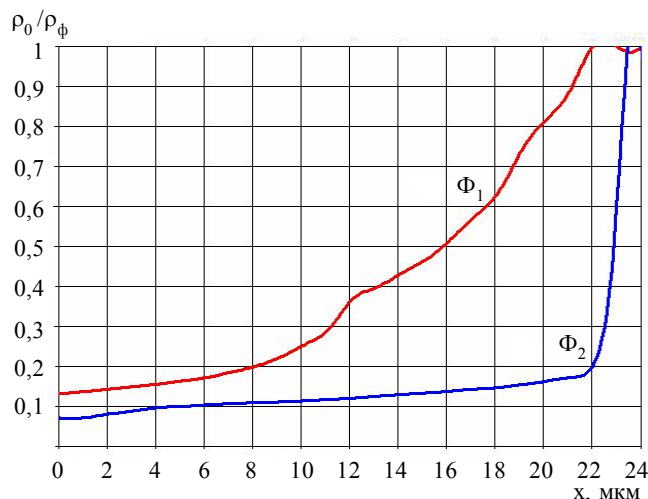


Рис. 1

Пространственное распределение относительной величины удельного сопротивления при неколлимированном облучении: $\Phi_1 = 4,32 \cdot 10^{11} \alpha/\text{см}^2$, $\Phi_2 = 1,38 \cdot 10^{12} \alpha/\text{см}^2$

в изменение удельного сопротивления будет уменьшаться из-за того, что значительная их часть уже не сможет захватывать основные носители, так как уровень Ферми окажется ближе к середине запрещённой зоны, чем уровни некоторых дефектов. За счёт этого профиль распределения удельного сопротивления будет постепенно выравниваться по глубине исследуемого образца. На рис. 1 представлено пространственное распределение относительной величины удельного сопротивления (индекс 0 соответствует значению до облучения, Φ – после облучения интегральным потоком Φ) для образцов Si на основе

эпитаксиальных плёнок с $\rho = 30$ Ом·см при расположении образцов непосредственно на источнике α -излучения для различных интегральных потоков: $\Phi_1 = 4,32 \cdot 10^{11}$ $\alpha/\text{см}^2$, $\Phi_2 = 1,38 \cdot 10^{12}$ $\alpha/\text{см}^2$. Кривая Φ_2 подтверждает сделанное предположение о выравнивании профиля распределения ρ . Однако использование данного режима для универсальной методики имитации нецелесообразно, так как пространственное распределение дефектов является неоднородным по глубине облучаемого образца.

2. Коллимированное облучение образца на источнике α -излучения

Коллимированное облучение характеризуется отношением диаметра коллиматора d к его длине l . Чем оно меньше, тем выше степень коллимации пучка α -частиц.

За счёт коллимации и воздушного промежутка l между α -источником и исследуемым образцом α -частицы, вышедшие из источника под малыми углами к поверхности источника, не вносят вклад в образование дефектов, так как просто не могут достигать поверхности исследуемого образца. В связи с этим максимальное дефектообразование наблюдается преимущественно в конце пробега α -частиц в кремнии. Чем тоньше слой изотопа по отношению к пробегу в нем α -частиц и чем протяжённее коллиматор по отношению к его диаметру, тем уже пик дефектов в образце при небольших интегральных потоках α -частиц. На рис. 2 представлены пространственные распределения относительной величины удельного сопротивления исследуемых Si образцов на основе эпитаксиальных плёнок с $\rho = 30$ Ом·см при облучении в коллимированном режиме с длиной коллиматора 18 мм интегральными потоками: $\Phi_1 = 3,14 \cdot 10^{10}$ $\alpha/\text{см}^2$, $\Phi_2 = 9,36 \cdot 10^{10}$ $\alpha/\text{см}^2$. На кривой Φ_1 наблюдается пик

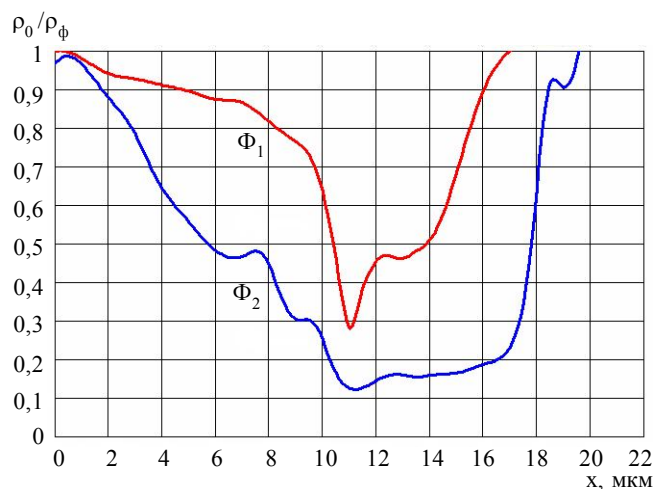


Рис. 2

Пространственное распределение относительной величины удельного сопротивления при коллимированном облучении с $l = 18$ мм: $\Phi_1 = 3,14 \cdot 10^{10}$ $\alpha/\text{см}^2$, $\Phi_2 = 9,36 \cdot 10^{10}$ $\alpha/\text{см}^2$

роста относительной величины удельного сопротивления, что можно связать с максимальной концентрацией на заданной глубине (≈ 11 мкм) радиационных дефектов. С ростом интегрального потока облучения пик удельного сопротивления расширяется (кривая Φ_2), что можно объяснить тем же эффектом (уменьшением захвата основных носителей на радиационные дефекты с приближением уровня Ферми к середине запрещённой зоны). При увеличении расстояния от поверхности α -источника до мишени l уменьшается глубина проникновения α -частиц в образец

из-за потерь энергии на преодоление воздушного промежутка. Таким образом, коллимированное облучение из «тонкого» изотопного слоя не обеспечивает равномерность дефектообразования по глубине облучаемого образца.

3. Облучение с воздушным зазором между облучаемым образцом и источником α -излучения

При данном облучении часть α -частиц, вылетевших из источника под малыми углами к поверхности источника, не участвует в образовании дефектов, так как эти частицы, как и в случае коллимированного облучения, не будут достигать поверхности

исследуемого образца. Меняя расстояние до α -источника, можно сместить максимум дефектообразования в интересующем направлении от поверхности в глубину мишени, то есть при некоторой протяжённости воздушного промежутка в образце может существовать область с относительной равномерностью дефектообразования [3].

На рис. 3 представлены распределения относительной величины удельного сопротивления по глубине исследуемого Si образца на основе эпитаксиальных плёнок с $\rho = 30$ Ом·см при различных взаимных расположениях α -источника и мишени, то есть при различной величине воздушного зазора h (1 – 6 мм, 2 – 15 мм, 3 – 18 мм), но одинаковом интегральном потоке α -облучения ($\Phi = 6,82 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$) на образце.

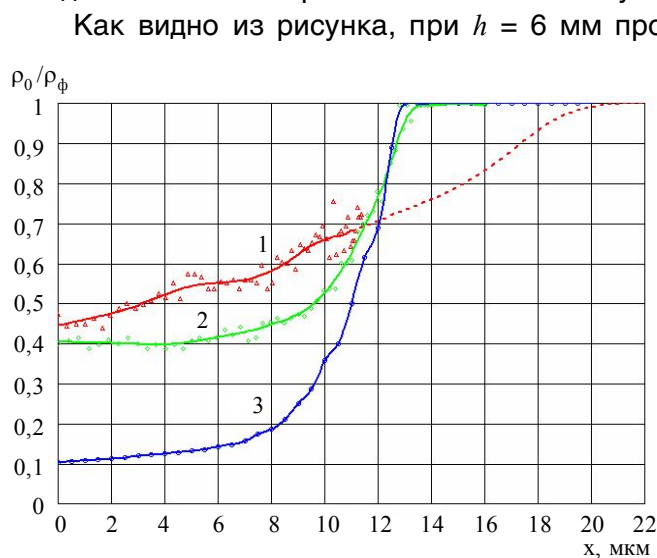


Рис. 3

Пространственное распределение относительной величины удельного сопротивления при облучении с различными воздушными зазорами h :
1 – 6 мм; 2 – 15 мм; 3 – 18 мм

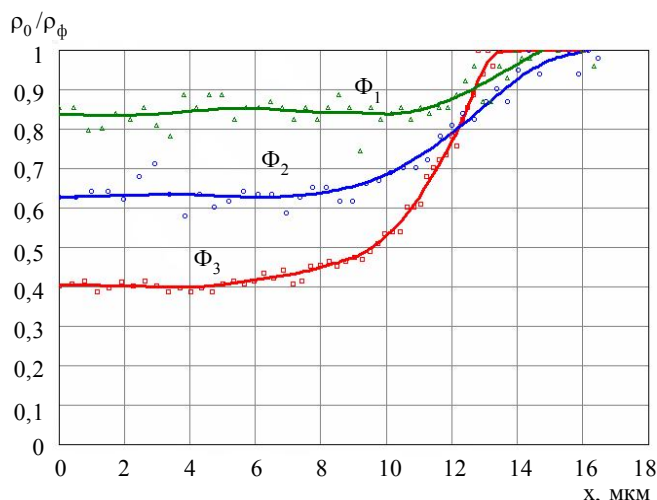


Рис. 4

Пространственное распределение относительной величины удельного сопротивления при облучении с $h = 15$ мм различными интегральными потоками:
 $\Phi_1 = 3,52 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$, $\Phi_2 = 4,61 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$,
 $\Phi_3 = 6,82 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$

Как видно из рисунка, при $h = 6$ мм профиль ρ неравномерный, спадающий в глубину (кривая 1). С уменьшением расстояния h профиль ρ будет оставаться неравномерным при небольших интегральных потоках.

При увеличении расстояния h происходит выравнивание профиля на некотором расстоянии от поверхности (кривые 2, 3). При больших h уменьшается протяжённость равномерной части из-за уменьшения пробега α -частиц в кремнии.

Как видно из рис. 3, режим, при котором образец располагается на расстоянии 15 мм от поверхности α -источника, обеспечивает более протяжённую область, близкую к равномерности, что позволяет охватить большой диапазон приборов, у которых «чувствительные» области находятся в пределах этих глубин (с учётом потерь энергии на металлизации и т. п.).

На рис. 4 представлены зависимости относительной величины удельного сопротивления по глубине мишени для образцов Si на основе эпитаксиальных плёнок с $\rho = 30$ Ом·см, облучённых на расстоянии 15 мм при различных интегральных потоках α -облучения: $\Phi_1 = 3,52 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$, $\Phi_2 = 4,61 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$, $\Phi_3 = 6,82 \cdot 10^9$ $\alpha/\text{см}^2$. Видно, что участок «равномерности» ρ сохраняется при различных интегральных потоках α -частиц, что является косвенным подтверждением равномерности дефектообразования.

На рис. 5 представлены пространственные распределения относительной величины концентрации мелкой легирующей примеси (фосфора) в активном состоянии в эпитаксиальных структурах $\frac{26KЭФ10}{250ЭКЭС0,01}$ при α -облучении на расстоянии $h = 15$ мм интегральными потоками: $\Phi_1 = 7,04 \cdot 10^9 \text{ а/см}^2$, $\Phi_2 = 1,41 \cdot 10^{10} \text{ а/см}^2$, полученные из С-V характеристик с барьером Шоттки на высокоомном слое, где N_{P_0} и $N_{P\phi}$ – концентрации фосфора в активном состоянии до и после облучения соответственно. Данные зависимости определяют уменьшение концентрации электрически активного фосфора из-за включения его в состав радиационных дефектов (скорее всего Е-центров), то есть

$$N_E = \left(1 - \frac{N_{P\phi}}{N_{P_0}}\right) n_0, \quad (1)$$

где N_E – концентрация Е-центров, n_0 – концентрация основных носителей в эпитаксиальных плёнках до облучения.

Равномерность приведённых зависимостей по глубине образца свидетельствует о равномерности радиационных дефектов, содержащих фосфор. Причём эта равномерность сохраняется и при различных интегральных потоках облучения.

На основе полученных данных по распределению удельного сопротивления и концентрации легирующей примеси можно оценить распределение различных дефектов по глубине исследуемого образца. Так из С-V характеристик можно получить распределение легирующей примеси в активном состоянии, связанное с мелкими донорами (фосфор), и если принять во внимание тот факт, что при облучении фосфор участвует в образовании Е-центров, то разница полученных значений концентрации представляет собой пространственное распределение Е-центров в исследуемом образце в соответствии с (1).

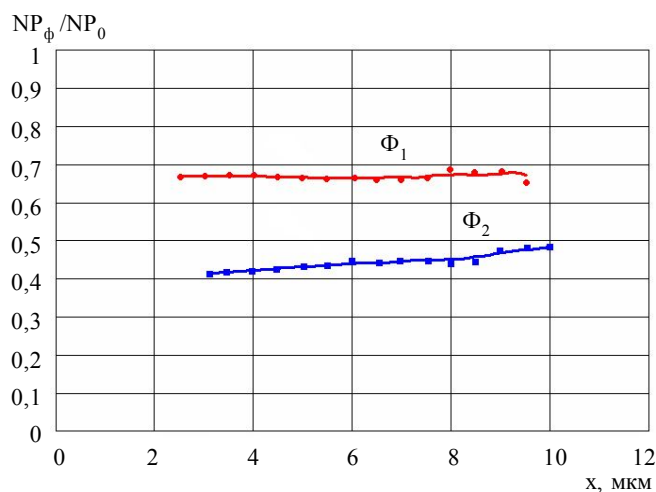


Рис. 5

Пространственное распределение относительной величины концентрации донорной примеси при облучении различными интегральными потоками: $\Phi_1 = 7,04 \cdot 10^9 \text{ а/см}^2$, $\Phi_2 = 1,41 \cdot 10^{10} \text{ а/см}^2$

Используем данные рис. 5 (зависимость Φ_1) для расчёта концентрации Е-центров для материала $\frac{30KЭФ30}{250ЭКЭС0,01}$ (кривая Φ_3

рис. 4) с учётом некоторой разницы в величине интегральных потоков Φ_1 (рис. 5) и Φ_3 (рис. 4). Полагаем, что основными дефектами в высокоомном кремнии n-типа, участвующими в удалении носителей, то есть в изменении ρ , являются Е-центры и дивакансии. При этом концентрация Е-центров пропорциональна концентрации фосфора в исходном материале, а захват электронов средним уровнем дивакансий ($E_C - 0,39$) определяется функцией

заполнения Ферми-Дирака, в которой положение уровня Ферми E_F связано с величиной n_ϕ (рис. 4). При расчёте подвижность считается независимой от Φ_α .

Результирующее уравнение для расчёта концентрации дивакансий N_{V_2} имеет следующий вид:

$$n_{\phi} = n_0 - 2N_E - N_{V_2} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{V_2} - E_F}{kT}\right)}, \quad (2)$$

где n_{ϕ} – концентрация основных носителей в облучённом образце, n_0 – концентрация основных носителей в образце до облучения. Результаты расчёта представлены на рис. 6.

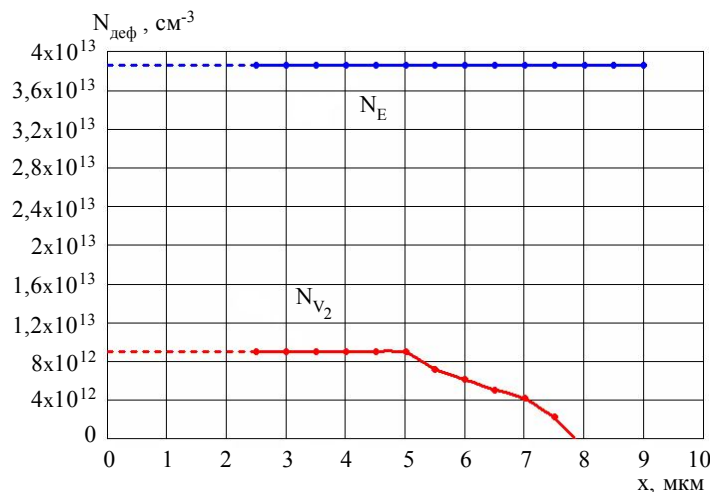


Рис. 6

Пространственное распределение радиационных дефектов в кремнии при облучении в режиме “воздушный зазор” на расстоянии 15 мм от поверхности источника интегральным потоком $\Phi = 6,82 \cdot 10^9 \text{ а/см}^2$

Из рисунка видно, что существует достаточно протяжённая область с равномерной концентрацией дефектов (для E-центров до 9 мкм, для дивакансий до 5 мкм). Из рисунка также следует, что основной вклад в изменение концентрации основных носителей в кремнии n-типа даже в высокоомных материалах при α -облучении вносят E-центры. В сильнолегированном кремнии n-типа при α -облучении можно ожидать ещё большего влияния E-центров на изменение концентрации основных носителей по сравнению с дивакансиями.

4. Деградация коэффициента передачи тока в транзисторных структурах при α -облучении с воздушным зазором протяжённостью 15 мм

Для оценки применимости варианта α -облучения, обеспечивающего распределение дефектов, близкое к равномерному, с целью имитации воздействия нейтронного излучения проведены сравнительные эксперименты по облучению одних и тех же транзисторных структур на пластине последовательно радионуклидным источником α -излучения и источником быстрых нейтронов со средней энергией $\approx 1,3 \text{ МэВ}$.

Экспериментальная выборка составляла не менее десяти структур каждого типа. Структуры отличались типом проводимости базы, концентрацией основных носителей в базе прибора и различным расположением базовой области прибора от поверхности (табл. 1).

Диапазон средних значений концентраций основных носителей в базе прибора составлял от $4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Эффективность дефектообразования при альфа- и нейтронном облучении оценивалась по величине изменения объёмных рекомбинационных потерь ΔR_V , которая имеет в общем случае две составляющие: ΔR_A – изменение рекомбинационных потерь в активной базе и $\Delta R_{ЭП}$ – изменение рекомбинационных потерь в эмиттерном переходе. При этом обе составляющие линейно зависят от интегрального потока облучения Φ [5].

Таким образом, коэффициент эквивалентности α -излучения относительно нейтронного $K_{\text{ЭКВ } \alpha/n}$ для исследованных структур равен:

$$K_{\text{ЭКВ } \alpha/n} = \frac{\Delta R_{V\alpha}}{\Delta \Phi_{\alpha}} \bigg/ \frac{\Delta R_{Vn}}{\Delta \Phi_n}, \quad (3)$$

где ΔR_V – изменение рекомбинационных потерь на линейном участке зависимостей $\Delta(\frac{1}{h_{21E}}) = f(\Phi)$, $\Delta(\frac{1}{h_{21E}})$ – среднее значение изменения обратной величины коэффициента передачи тока в схеме с общим эмиттером h_{21E} на пластине при облучении.

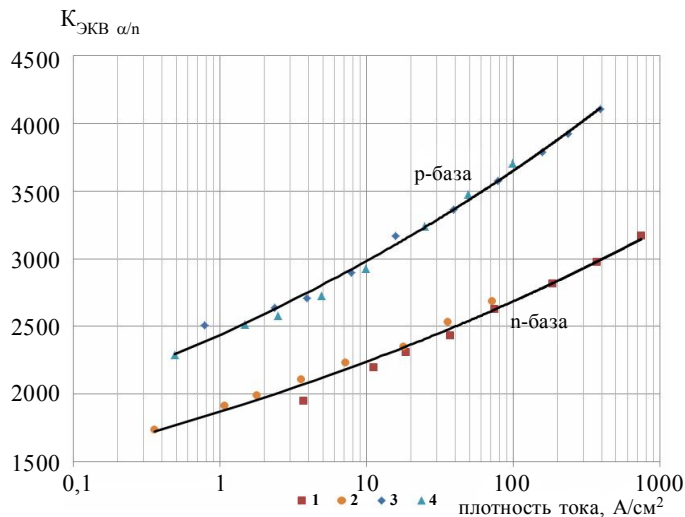


Рис. 7

Значения коэффициента эквивалентности $K_{\text{ЭКВ}}$ в диапазоне различных плотностей тока коллектора

Для всех структур получены данные об изменениях h_{21E} при альфа- и нейтронном облучении в диапазоне токов и рассчитаны величины $K_{\text{ЭКВ } \alpha/n}$ для каждого типа прибора. На рис. 7 приведены рассчитанные по формуле (3) зависимости $K_{\text{ЭКВ } \alpha/n}$ от плотности тока транзисторов, которая в общем виде характеризует зависимость эффективности рекомбинации на радиационных дефектах от уровня инжекции.

Данные по средним глубинам залегания эмиттерного (\bar{x}_e) и коллекторного (\bar{x}_k) переходов, типу проводимости

базовой области, а также по обозначениям на рис. 7 приведены ниже.

$\bar{x}_e, \text{мкм}$	$\bar{x}_k, \text{мкм}$	тип базы	обозначение
0,6	0,9	n	1
1,8	2,6	n	2
2	3,6	p	3
2,5	4,0	p	4

Из рисунка видно, что величины $K_{\text{ЭКВ } \alpha/n}$ для всех испытанных транзисторов в зависимости от типа проводимости базовой области ложатся на одну и ту же кривую. При этом величина $K_{\text{ЭКВ } \alpha/n}$ растёт с увеличением плотности тока, то есть с увеличением уровня инжекции. Этот

результат является ожидаемым в связи с тем, что рекомбинационные процессы при нейтронном облучении имеют более сильную инжекционную зависимость, чем при α -облучении, так как они определяются процессами рекомбинации на разупорядоченных областях в отличие от α -облучения, где наряду с разупорядоченными областями существенный вклад в рекомбинацию вносят точечные дефекты [6].

Таким образом, видно, что коэффициент $K_{\text{ЭКВ } \alpha/n}$ зависит от типа прибора (n-p-n, p-n-p), а также от уровня инжекции, при котором работает транзистор.

Выводы

В результате проведённых исследований найдены режимы облучения кремниевых полупроводниковых приборов и структур α -частицами РНИ с тонким слоем изотопа, обеспечивающие распределения дефектов по глубине образца, близкие к равномерному.

Показано, что наиболее оптимальным для имитации воздействия нейтронного излучения в широком диапазоне интегральных потоков является α -облучение с воздушным зазором протяжённостью 15 мм между α -источником и мишенью.

Коэффициент эквивалентного воздействия α -излучения относительно нейтронного $K_{ЭКВ \alpha/n}$ по изменению параметров приборов, зависящих от времени жизни носителей заряда, определяется типом проводимости кремния и уровнем инжекции в «чувствительной» области прибора, что необходимо учитывать при разработке универсальной методики имитации воздействия нейтронного излучения с помощью радионуклидных источников α -излучения.

Литература

1. ОСТ 11.073.013-2008. Часть 10.
2. В. М. Кулаков, Е. А. Ладыгин, В. М. Шаховцов. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники // М.: Советское радио. – 1980.
3. Э. Т. Аврасин, Э. Н. Вологдин, В. Ф. Синкевич. Расчётная оценка профиля распределения радиационных дефектов в кремнии при его облучении α -частицами радионуклидных источников // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. – 2012. – Вып. 2(229). – С. 64-71.
4. Э. Т. Аврасин, Э. Н. Вологдин, И. Я. Гантман, Д. В. Сидоров, Д. С. Смирнов. Исследование пространственного распределения концентрации основных носителей в кремнии, облучённом α -частицами радионуклидных источников // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. – 2010. – Вып. 1(224). – С. 58-63.
5. Э. Н. Вологдин, А. П. Лысенко. Радиационная стойкость биполярных транзисторов // М: МИЭМ. – 2000.
6. Э. Н. Вологдин, А. П. Лысенко. Интегральные радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов // М: МИЭМ. – 1998.

<h2 style="text-align: center;">СВЧ МОНОЛИТНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ</h2> <h3 style="text-align: center;">производства ОАО «НПП «ПУЛЬСАР»</h3>																																															
<p>1324ПС1 / 1324ПС2</p> <p>СВЧ двойные балансные смесители</p>  <p>1324ПС1 (1324ПС2) - СВЧ МИС широкополосного двойного балансного смесителя, построенного на основе диодов Шоттки, имеет встроенный усилитель сигнала промежуточной частоты, обеспечивающий положительный коэффициент преобразования и согласование по выходу с линией с волновым сопротивлением 50 Ом. Возможно использование без встроенного усилителя. Входы смесителя являются согласованными. СВЧ МИС изготавливается в миниатюрном металлокерамическом корпусе с размерами 5x5 мм² и в виде кристаллов.</p>	<p>1324ПС3</p> <p>СВЧ двойные балансные смесители</p>  <p>1324ПС3 - СВЧ МИС широкополосного двойного балансного активного смесителя с услителем-ограничителем по входу гетеродина, который обеспечивает неизменные характеристики смесителя в диапазоне мощностей сигнала на входе гетеродина -10...+5 дБм. Допускает симметричное и несимметричное подключение сигналов на вход РЧ и выход ПЧ. СВЧ МИС изготавливается в миниатюрном металлокерамическом корпусе с размерами 5x5 мм² и в виде кристаллов.</p>	<p>1324ПС4/1324ПС5</p> <p>СВЧ двойные балансные смесители</p>  <p>1324ПС4 (1324ПС5) - СВЧ МИС пассивного широкополосного двойного балансного смесителя, построенного на основе диодов Шоттки. Входы смесителя являются согласованными с линией с волновым сопротивлением 50 Ом. СВЧ МИС не требует подключения дополнительных внешних компонентов и работает при отсутствии напряжения питания. Изготавливается в миниатюрном металлокерамическом корпусе с размерами 5x5 мм² и в виде кристаллов.</p>																																													
<p style="text-align: center;">Основные характеристики</p> <table border="1"> <tr> <td>Диапазон входных частот</td> <td>0,9-4,6 (0,95 - 5,5)</td> <td>ГГц</td> </tr> <tr> <td>Диапазон выходных частот</td> <td>0,01-1,5</td> <td>ГГц</td> </tr> <tr> <td>Точка компрессии по входу</td> <td>8,0 (10,0)</td> <td>дБм</td> </tr> <tr> <td>Коэффициент преобразования</td> <td>10,0</td> <td>дБ</td> </tr> <tr> <td>Однополярное питание</td> <td>+5</td> <td>В</td> </tr> <tr> <td>Диапазон рабочих температур</td> <td>-60...+85 °С</td> <td></td> </tr> </table>	Диапазон входных частот	0,9-4,6 (0,95 - 5,5)	ГГц	Диапазон выходных частот	0,01-1,5	ГГц	Точка компрессии по входу	8,0 (10,0)	дБм	Коэффициент преобразования	10,0	дБ	Однополярное питание	+5	В	Диапазон рабочих температур	-60...+85 °С		<p style="text-align: center;">Основные характеристики</p> <table border="1"> <tr> <td>Диапазон входных частот</td> <td>0,01-1,9</td> <td>ГГц</td> </tr> <tr> <td>Диапазон выходных частот</td> <td>0,01-2,5</td> <td>ГГц</td> </tr> <tr> <td>Однополярное питание</td> <td>+5</td> <td>В</td> </tr> <tr> <td>Диапазон рабочих температур</td> <td>-60...+85 °С</td> <td></td> </tr> </table>	Диапазон входных частот	0,01-1,9	ГГц	Диапазон выходных частот	0,01-2,5	ГГц	Однополярное питание	+5	В	Диапазон рабочих температур	-60...+85 °С		<p style="text-align: center;">Основные характеристики</p> <table border="1"> <tr> <td>Диапазон входных частот</td> <td>1,6 - 5,0 (2,0 - 8,0)</td> <td>ГГц</td> </tr> <tr> <td>Диапазон выходных частот</td> <td>0,01-2,5</td> <td>ГГц</td> </tr> <tr> <td>Потери преобразования</td> <td>9,4</td> <td>дБ</td> </tr> <tr> <td>Точка компрессии по входу</td> <td>10,0</td> <td>дБм</td> </tr> <tr> <td>Диапазон рабочих температур</td> <td>-60...+125 °С</td> <td></td> </tr> </table>	Диапазон входных частот	1,6 - 5,0 (2,0 - 8,0)	ГГц	Диапазон выходных частот	0,01-2,5	ГГц	Потери преобразования	9,4	дБ	Точка компрессии по входу	10,0	дБм	Диапазон рабочих температур	-60...+125 °С	
Диапазон входных частот	0,9-4,6 (0,95 - 5,5)	ГГц																																													
Диапазон выходных частот	0,01-1,5	ГГц																																													
Точка компрессии по входу	8,0 (10,0)	дБм																																													
Коэффициент преобразования	10,0	дБ																																													
Однополярное питание	+5	В																																													
Диапазон рабочих температур	-60...+85 °С																																														
Диапазон входных частот	0,01-1,9	ГГц																																													
Диапазон выходных частот	0,01-2,5	ГГц																																													
Однополярное питание	+5	В																																													
Диапазон рабочих температур	-60...+85 °С																																														
Диапазон входных частот	1,6 - 5,0 (2,0 - 8,0)	ГГц																																													
Диапазон выходных частот	0,01-2,5	ГГц																																													
Потери преобразования	9,4	дБ																																													
Точка компрессии по входу	10,0	дБм																																													
Диапазон рабочих температур	-60...+125 °С																																														