

# Влияние нейтронного облучения на структуру кремниевых диффузионных $p$ – $n$ -переходов ограничителей напряжения

© А.З. Рахматов<sup>¶</sup>

ООО „FOTON“,  
100047 Ташкент, Узбекистан

(Получена 17 июля 2013 г. Принята к печати 2 сентября 2013 г.)

Проанализировано изменение вольт-фарадных характеристик  $p$ – $n$ -переходов с линейным или близким к нему распределением нескомпенсированного заряда под воздействием нейтронного облучения. Подтверждено, что в результате такого воздействия вблизи  $p$ – $n$ -перехода образуется область с собственной проводимостью. Получены эмпирические формулы, описывающие зависимость размеров этой области, а также эффективного градиента концентрации нескомпенсированного заряда от флюенса нейтронов в широком диапазоне начальных значений (до воздействия нейтронов) градиента концентраций (от  $3 \cdot 10^{18}$  до  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-4}$ ) и исходных значений удельного сопротивления кремния (от 0.3 до 2 Ом · см).

## 1. Введение

Известно, что в результате нейтронного облучения концентрация основных носителей заряда (электронов  $n$ , дырок  $p$ ) в кремнии уменьшается [1]. Для электрически нейтрального полупроводника это уменьшение происходит по экспоненциальному закону [2]:

$$(n, p) = (n_0, p_0) \exp(-K_{n,p}\Phi). \quad (1)$$

В формуле (1)  $n_0(p_0)$  — концентрация электронов (дырок) до облучения в полупроводнике  $n(p)$ -типа,  $K_{n,p}$  — константы, характеризующие скорость удаления основных носителей заряда в полупроводнике  $n(p)$ -типа соответственно, происходящего в результате облучения,  $\Phi$  — флюенс нейтронов. Константы  $K_{n,p}$  определяются интенсивностью введения в полупроводник компенсирующих уровней и величиной  $(E_f - E_{td,td})$ , где  $E_f$  — энергетическое положение уровня Ферми,  $E_{td,td}$  — энергетическое положение компенсирующего акцепторного (донорного) уровня для полупроводника  $n$ – $p$ -типа.

Как показано в работе [2],

$$K_{n,p} = 1/[M_{n,p}(n_0, p_0)^{-0.77}]. \quad (2)$$

В формуле (2)  $M_{n,p}$  характеризует интенсивность введения облучением компенсирующих акцепторных или донорных уровней в полупроводник  $n$ - или  $p$ -типа соответственно, зависит от спектра нейтронного облучения и его дозиметрии, а показатель степени (–0.77) определяется взаимным расположением в запрещенной зоне уровня Ферми ( $E_f$ ) и компенсирующих уровней ( $E_{td,td}$ ).

Ясно, что вышеуказанные изменения концентрации основных носителей, происходящие в результате облучения, не могут не сказаться на структуре  $p$ – $n$ -перехода, и поэтому влияние радиации вообще и нейтронного облучения в частности на структуру  $p$ – $n$ -переходов в кремнии обсуждается во многих работах [1,3–7]. Методически эти работы основывались или на изучении изменения емкостных свойств  $p$ – $n$ -переходов в результате облучения [1,3,5], или на изучении влияния облучения на напряжение пробоя [4,7,8], или на микроскопиче-

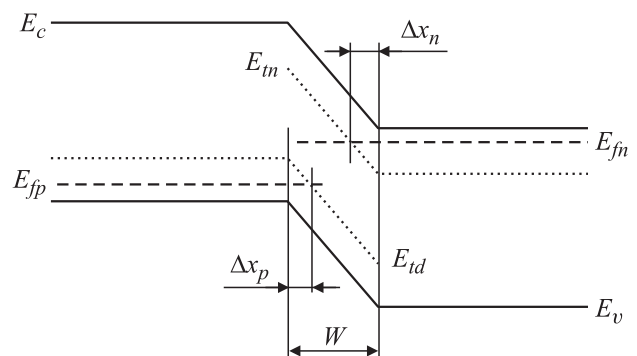
ских исследованиях (например, с помощью вторично-эмиссионного электронного микроскопа) [6]. При этом, все исследователи единодушны в своих выводах: после облучения область объемного заряда (ООЗ)  $p$ – $n$ -перехода в кремнии расширяется.

Строгие количественные характеристики вышеуказанного расширения в доступных нам литературных источниках приводятся только для резких  $p$ – $n$ -переходов в кремнии [5]. Авторы работы [5] исходили из того, что в части области объемного заряда компенсирующий акцепторный (донорный) уровень лежит выше (ниже) квазиуровня Ферми и поэтому неэффективен (см. схему на рис. 1).

При этом предположении решение уравнения Пуассона для резкого  $p^+$ – $n$ -перехода, в который при облучении введены компенсирующие  $n$ -область акцепторные уровни, приводит к следующему результату для ширины ООЗ:

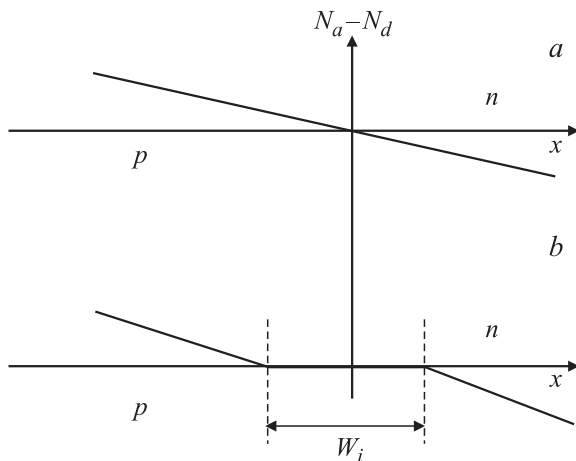
$$W = \{ [2\varepsilon\varepsilon_0(U + U_k)]/qN_d \}^{0.5} + (N_t/N_d) \{ [2\varepsilon\varepsilon_0(E_{fn} - E_{td})]/[q^2(N_d - N_t)] \}^{0.5}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость кремния,  $q$  — заряд электрона,  $U$  — обратное напряжение, прило-



**Рис. 1.** Схема резкого  $p$ – $n$ -перехода с глубокими уровнями.  $\Delta x_n$  ( $\Delta x_p$ ) — часть ООЗ в  $n(p)$ -области, где компенсирующие глубокие уровни эффективны;  $W$  — ширина ООЗ.  $E_c$ ,  $E_v$  — края зоны проводимости и валентной зоны.

<sup>¶</sup> E-mail: plan-foton@mail.ru



**Рис. 2.** Схематическое изображение распределения эффективной концентрации некомпенсированных доноров и акцепторов вблизи переходной области кремниевого диффузионного перехода до (a) и после (b) облучения.

женное к  $p^+-n$ -переходу,  $U_k$  — контактная разность потенциалов,  $N_d$  — концентрация исходных (мелких) доноров, определяющих тип проводимости и удельное сопротивление  $n$ -базы  $p^+-n$ -перехода,  $N_t$  — концентрация глубоких акцепторных уровней, вводимых облучением,  $E_{fn}$ ,  $E_{ta}$  — энергетическое положение квазиуровня Ферми и глубокого акцепторного уровня соответственно.

Из формулы (3) следует, что в результате облучения происходит увеличение ширины ООЗ, величина которого не зависит от напряжения, приложенного к  $p^+-n$ -переходу, и определяется концентрацией ( $N_t$ ) глубоких акцепторных уровней, вводимых облучением, исходной концентрацией доноров в  $n$ -базе ( $N_d$ ) и взаимным положением в запрещенной зоне квазиуровня Ферми ( $E_{fn}$ ) и компенсирующего уровня ( $E_{ta}$ ).

Наиболее полные и известные нам экспериментальные исследования влияния облучения нейтронами на структуру плавного  $p-n$ -перехода в кремнии содержатся в работах [1,7]. Авторы работы [1] на основе изучения зависимостей  $C^{-3} = f(U, \Phi)$ , где  $C$  — емкость, предположили, что увеличение ширины ООЗ в облученных нейтронами плавных  $p-n$ -переходах происходит из-за двух факторов:

— во-первых, облучение вследствие быстрой компенсации проводимости кремния в области вблизи  $p-n$ -перехода приводит к образованию слоя с проводимостью (и соответственно с концентрацией основных носителей заряда), близкой к собственной (см. рис. 2);

— во-вторых, облучение приводит к снижению эффективного градиента концентрации некомпенсированного заряда.

Кроме того, в работе [1], а также в работе [7] исследуется влияние нейтронного облучения на напряжения пробоя плавных  $p-n$ -переходов. Результатом этих исследований является вывод о том, что при напряжениях, близких к напряжению пробоя, ширина ООЗ и

напряжение пробоя плавных  $p-n$ -переходов очень слабо зависят от флюенса облучения. Авторы [1] объясняют этот факт тем, что в плавных  $p-n$ -переходах при увеличении обратного напряжения увеличивается часть ООЗ, в которой квазиуровни Ферми в  $n(p)$ -областях опускаются (поднимаются) ниже компенсирующих акцепторных (донорных) уровней и соответственно увеличивается та часть ООЗ, в которой введенные облучением компенсирующие уровни неэффективны. При этом и в вышеуказанных работах, и в других известных нам литературных источниках не приводится ни расчетных, ни экспериментальных данных как о ширине  $i$ -области, так и об изменении градиента концентрации некомпенсированного заряда, формирующего плавный  $p-n$ -переход.

Исходя из этого, на основе изучения изменения вольт-фарадных характеристик плавных  $p-n$ -переходов под действием облучения нейтронами мы предприняли исследование влияния этого облучения на структуру плавных кремниевых диффузионных  $p-n$ -переходов, используемых для ограничителей напряжения.

## 2. Условия эксперимента

Исследованию подлежали ограничители на предельные напряжения  $U_c = 50$  В (условно тип 1)  $U_c = 200$  В (условно тип 2).

Схематические конструкции исследуемых ограничителей напряжения (ОН) и активной части кристаллов ОН, использованных в эксперименте, (с указанием некоторых геометрических размеров), приведены в [9–11]. Площадь  $p-n$ -перехода равна  $\sim 9.3 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>. В качестве базовой области использовался кремний  $n$ -типа проводимости с удельным сопротивлением 0.3 Ом · см для ОН типа 1 ( $U_c = 50$  В) и 2 Ом · см для ОН типа 2 ( $U_c = 200$  В). Сильно легированные  $p^+$ - и  $n^+$ -области создавались односторонней диффузией бора и фосфора при температуре  $(1250 \pm 5)^\circ\text{C}$  в течение 35 и 45 ч соответственно.

В полученных структурах глубина залегания  $p-n$ -перехода  $X_j$  (глубина диффузии бора) составляет  $\sim (37 \pm 1)$  и  $\sim (50 \pm 2)$  мкм, а глубина диффузии фосфора равна  $\sim 45$  и  $\sim 55$  мкм для ОН типов 1 и 2 соответственно.

Облучение образцов нейтронами осуществлялось на исследовательском реакторе ИИН-3М. Флюенс нейтронов определялся по потоку нейтронов с энергией  $E \geq 100$  кэВ. Средняя энергия нейтронов при этом составляла  $\sim 1.5$  МэВ, а погрешность дозиметрии равнялась  $\pm 20\%$ .

## 3. Результаты эксперимента

Радиационному воздействию флюенса нейтронов с последующим измерением зависимости барьерной емкости ( $C_{p-n}$ ) от напряжения (вольт-фарадные характеристики) подвергались выборки, состоящие из 20 ОН каждого

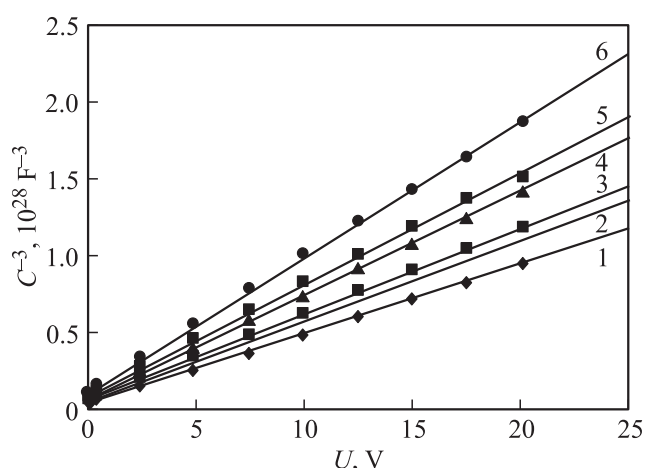
типа. С целью экономии реакторного времени и сокращения количества пусков реактора выборки были разделены на 5 частей (по 3–4 ОН в каждой части), каждая из которых облучалась в два этапа (двумя потоками нейтронов) с измерением параметров ОН после каждого этапа облучения.

Барьерная емкость измерялась мостовым методом на частоте 1 МГц по методике, изложенной в ГОСТ 18986.4 с погрешностью не более 5%.

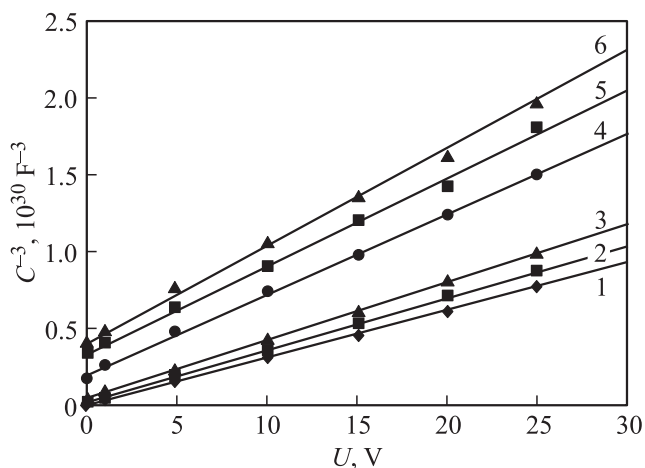
Для анализа зависимостей вольт-фарадных характеристик от флюенса нейтронов ( $\Phi$ ) использовались средние значения параметров после соответствующего радиационного воздействия, измеренные на образцах, входящих в каждую часть выборки (3–4 ОН). По нашему мнению, подобный подход к планированию эксперимента позволяет устранить влияние неконтролируемых факторов на его результаты и повысить его достоверность. Экспериментальные значения исследуемых параметров обрабатывались по методу наименьших квадратов. Полученные при этом графические зависимости, их аналитические уравнения, величина достоверности аппроксимации с

**Таблица 1.** Параметры экспериментальных зависимостей (рис. 3, 4)

№ зависимости	Флюенс, $10^{15} \text{ см}^{-2}$	Уравнение зависимости $C^{-3} = mU + n$ и достоверность аппроксимации ( $R^2$ )	$U_{\text{ex}}, \text{ В}$
ОН типа 1			
1	0	$C^{-3} = 4.7 \cdot 10^{26} U + 3.1 \cdot 10^{26} (1.00)$	0.66
2	0.35	$C^{-3} = 5.4 \cdot 10^{26} U + 3.3 \cdot 10^{26} (1.00)$	0.61
3	0.73	$C^{-3} = 5.8 \cdot 10^{26} U + 3.7 \cdot 10^{26} (1.00)$	0.64
4	1.3	$C^{-3} = 6.9 \cdot 10^{26} U + 5.0 \cdot 10^{26} (1.00)$	0.72
5	2.0	$C^{-3} = 7.5 \cdot 10^{26} U + 6.4 \cdot 10^{26} (1.00)$	0.85
6	2.5	$C^{-3} = 9.0 \cdot 10^{26} U + 9.2 \cdot 10^{26} (1.00)$	1.02
ОН типа 2			
1	0	$C^{-3} = 3.1 \cdot 10^{28} U + 1.2 \cdot 10^{28} (1.00)$	0.39
2	0.36	$C^{-3} = 3.4 \cdot 10^{28} U + 3.1 \cdot 10^{28} (1.00)$	0.91
3	0.73	$C^{-3} = 3.8 \cdot 10^{28} U + 5.2 \cdot 10^{28} (1.00)$	1.37
4	1.0	$C^{-3} = 5.2 \cdot 10^{28} U + 2.1 \cdot 10^{29} (1.00)$	4.03
5	1.6	$C^{-3} = 5.7 \cdot 10^{28} U + 3.3 \cdot 10^{29} (1.00)$	5.8
6	2.0	$C^{-3} = 6.4 \cdot 10^{28} U + 4.0 \cdot 10^{29} (0.99)$	6.25



**Рис. 3.** Экспериментальные зависимости  $C^{-3} = f(U, \Phi)$  для ОН типа 1. Флюенсы и уравнения зависимостей — в табл. 1.



**Рис. 4.** Экспериментальные зависимости  $C^{-3} = f(U, \Phi)$  для ОН типа 2. Флюенсы и уравнения зависимостей — в табл. 1.

использованием этих зависимостей ( $R^2$ ), а также экспериментальные точки приведены на всех последующих рисунках.

На рис. 3 и 4 показаны экспериментальные зависимости  $C^{-3} = f(U, \Phi)$  для ОН типов 1 и 2 соответственно. Из этих рисунков следует, что как до облучения, так и при всех значениях флюенса нейтронов зависимость  $C^{-3} = f(U)$  с высокой степенью достоверности экстраполяции является линейной функцией вида  $C^{-3} = mU + n$ . В табл. 1 представлены уравнения для вышеуказанных зависимостей при различных флюенсах нейтронов, из которых видно, что угловые коэффициенты  $m$  этих прямых для обоих типов исследуемых ОН монотонно увеличиваются с увеличением флюенса нейтронов.

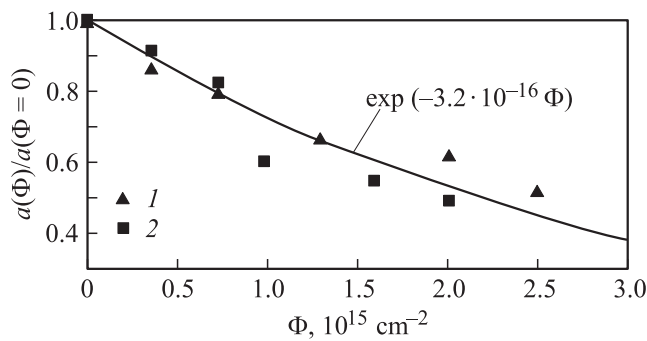
Из выражений для зависимости  $C^{-3} = f(U)$ , приведенных в табл. 1, можно найти так называемое напряжение экстраполяции по формуле  $U_{\text{ex}} = (-n/m)$  — величину напряжения, при котором зависимость  $C^{-3} = f(U)$  пересекает ось абсцисс. Результаты расчета  $U_{\text{ex}}$  по этой формуле представлены в табл. 1. Из этих данных следует, что в результате облучения нейтронами  $U_{\text{ex}}$  возрастает в  $\sim 1.5$  раза для ОН типа 1 и более чем в 15 раз для ОН типа 2.

#### 4. Обсуждение результатов

В соответствии с классической теорией барьерной емкости  $p-n$ -перехода с линейным распределением нескомпенсированного заряда (см., например, [12])

$$C^{-3} = [12(U + U_{\text{ex}})] / [qa(\epsilon\epsilon_0)^2(S_{p-n})^3]. \quad (4)$$

В формуле (4)  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $a$  — градиент concentra-



**Рис. 5.** Экспериментальные зависимости  $a(\Phi)/a(\Phi=0)$  для ОН типа 1 (1), ОН типа 2 (2) и аппроксимальный расчет (сплошная линия).

ции примеси, создающей  $p$ - $n$ -переход,  $S_{p-n}$  — площадь  $p$ - $n$ -перехода,  $U_{ex}$  равно так называемому градиентному напряжению  $U_d$  [12]. Это напряжение на  $(3-4)kT/q$  ( $\sim 0.1$  В) меньше контактной разности потенциалов [12,13] и, следовательно, его величина должна составлять несколько десятых долей вольта, что имеет место в действительности (см. величины  $U_{ex}$  для зависимостей 1 (при  $\Phi=0$ ) в табл. 1).

Анализ причин, которые могут привести к ситуации, при которой  $U_{ex} > U_d$ , был проведен в работе [13]. В этой работе показано, что вышеприведенное неравенство является следствием наличия  $i$ -области вблизи  $p$ - $n$ -перехода (см. рис. 2). При этом зависимость  $C^{-3} = f(U)$  по форме остается аналогичной классической формуле (4), где величина  $a$  является эффективным градиентом концентрации нескомпенсированных доноров (акцепторов) за пределами  $i$ -области (см. рис. 2). Это дает возможность по выражениям, приведенным в табл. 1, и по формуле (4) рассчитать эффективные градиенты концентрации после облучения,  $a(\Phi)$ , в исследуемых  $p$ - $n$ -переходах.

На рис. 5 представлены результаты этого расчета — экспериментальные зависимости отношения  $a(\Phi)/a(\Phi=0)$  от флюенса нейтронов  $\Phi$ . Из рисунка следует, что эти экспериментальные точки для ОН типов 1 и 2 близки между собой, несмотря на то что исходные градиенты концентраций нескомпенсированных зарядов для исследуемых типов ОН и исходное удельное сопротивление кремния, из которого они изготовлены, отличаются друг от друга почти на 2 порядка ( $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-4}$ ,  $0.3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$ ,  $2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  для ОН типов 1 и 2 соответственно). На том же рисунке приведена экспонента, достаточно точно описывающая экспериментальные зависимости  $a(\Phi)/a(\Phi=0) = f(\Phi)$  для ОН обоих типов:

$$a(\Phi)/a(\Phi=0) = \exp(-3.2 \cdot 10^{-16} \Phi). \quad (5)$$

Отсюда следует, что на зависимость от флюенса нейтронов градиента концентрации избыточных зарядов  $p$ - $n$ -перехода действительно слабо влияют как исходное

удельное сопротивление кремния, на котором сформирован  $p$ - $n$ -переход, так и величина градиента концентрации до облучения.

Здесь необходимо отметить два важных обстоятельства.

Во-первых, как уже говорилось выше, найденная из обработки и анализа экспериментальных данных зависимость  $a(\Phi)$  по существу является зависимостью от флюенса нейтронов эффективного градиента концентрации избыточного заряда. Это связано с тем, что первоначальная (до облучения) линейная зависимость избыточного заряда от координаты ( $a \cdot x$ ) после облучения нарушается из-за различного влияния облучения на кремний  $n$ - и  $p$ -типа проводимости — см. формулы (1) и (2).

Во-вторых, аналитический расчет зависимости  $a(\Phi)$  весьма затруднителен. Это связано с необходимостью учета „изгиба“ зон, что для плавного линейного  $p$ - $n$ -перехода, в отличие от резкого, достаточно проблематично. Кроме этого, нейтронное облучение приводит к появлению в запрещенной зоне не одного, не двух и даже не трех дискретных уровней, а целого их спектра, скорость введения которых практически неизвестна. Именно поэтому большинство исследователей при анализе влияния облучения нейтронами как на кремний, так и на приборы, изготовленные из него, практически всегда используют эмпирические (или полумэмпирические) закономерности, найденные из экспериментальных данных (см., например, [2,14]). Вероятнее всего, зависимость  $a(\Phi)/a(\Phi=0) = f(\Phi)$ , приведенная на рис. 5 и выраженная формулой (5), также может быть отнесена к зависимостям подобного типа.

С точки зрения исследования влияния нейтронного облучения на структуру линейного  $p$ - $n$ -перехода очень интересно и важно найти закономерности, определяющие размеры  $i$ -области ( $W_i$ ), которая образуется вблизи  $p$ - $n$ -перехода в результате облучения. Сам же факт наличия такой области, по-видимому, не подлежит сомнению, что, согласно [13], вытекает из существенного увеличения  $U_{ex}$  под действием облучения нейтронами (см. табл. 1).

Размеры этой области можно определить как разность между экспериментально найденной шириной ООЗ (например, по измерениям емкости обратно смещенного  $p$ - $n$ -перехода) и величиной области объемного заряда, вычисленной по классическим формулам для линейного  $p$ - $n$ -перехода [12] с использованием ранее полученных величин градиента концентрации нескомпенсированного заряда (см. экспериментальные точки на рис. 5)

$$W_i = W_c - W_a. \quad (6)$$

В формуле (6)

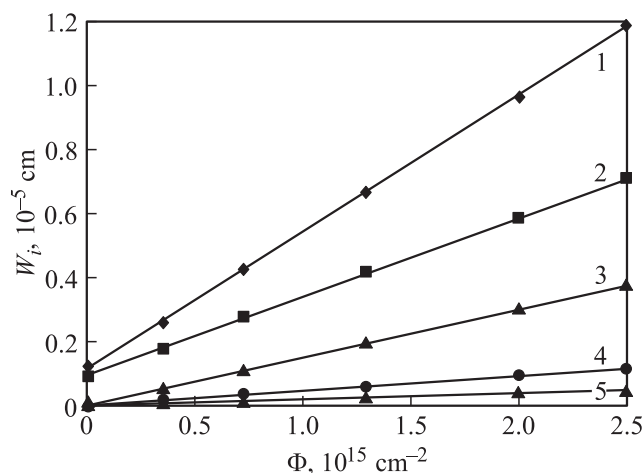
$$W_c(\Phi, U) = \varepsilon \varepsilon_0 S_{p-n} / C_{p-n}(\Phi, U), \quad (7)$$

$$W_a(\Phi, U) = \{[12 \varepsilon \varepsilon_0 (U + U_d)] / qa(\Phi)\}^{1/3}. \quad (8)$$

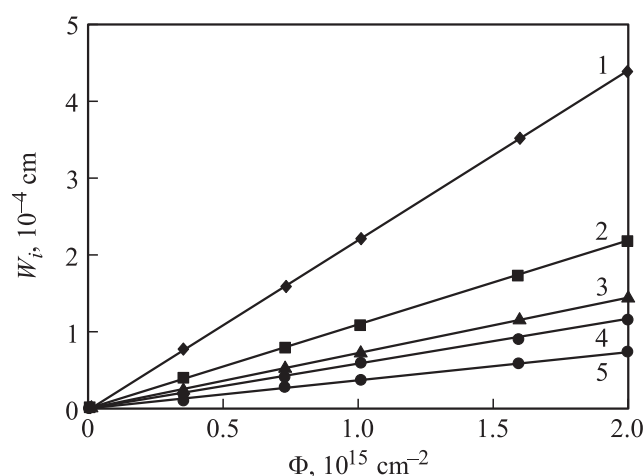
Для увеличения достоверности зависимость  $W_i(\Phi, U)$  была рассчитана как разность между экстраполированными функциями  $W_c(\Phi, U)$  (формула (7)) и  $W_a(\Phi, U)$



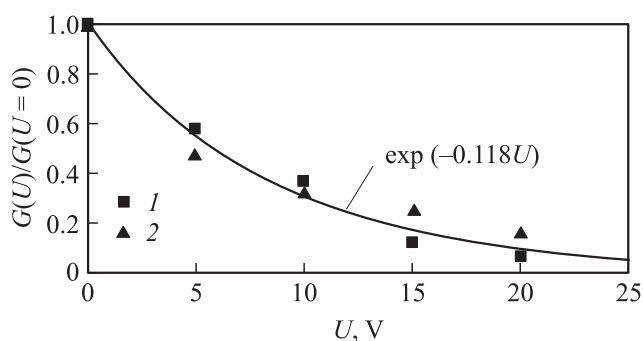
(формула (8)). Результаты этого расчета в виде графических зависимостей  $W_i(\Phi)$  представлены на рис. 6 и 7 для ОН типов 1 и 2 соответственно. Аналитические зависимости  $W_i(\Phi)$  приведены в табл. 2.



**Рис. 6.** Экспериментальные зависимости  $W_i = f(\Phi, U)$  для ОН типа 1. Величины  $U$  и уравнения зависимостей — в табл. 2.



**Рис. 7.** Экспериментальные зависимости  $W_i = f(\Phi, U)$  для ОН типа 2. Величины  $U$  и уравнения зависимостей — в табл. 2.



**Рис. 8.** Экспериментальные зависимости  $G(U)/G(U=0)$  для ОН типа 1 (1), ОН типа 2 (2) и аппроксимационный расчет (сплошная линия).

**Таблица 2.** Параметры экспериментальных зависимостей (рис. 6, 7)

№ зависимости	ОН типа 1		ОН типа 2	
	$U$ , В	Зависимость $W_i = G\Phi + J$	$U$ , В	Зависимость $W_i = G\Phi$
1	0	$W_i = 4.4 \cdot 10^{-21}\Phi + 1.3 \cdot 10^{-6}$	0	$W_i = 2.2 \cdot 10^{-19}\Phi$
2	5	$W_i = 2.6 \cdot 10^{-21}\Phi + 1 \cdot 10^{-6}$	5	$W_i = 1.1 \cdot 10^{-19}\Phi$
3	10	$W_i = 1.6 \cdot 10^{-21}\Phi$	10	$W_i = 7.5 \cdot 10^{-20}\Phi$
4	15	$W_i = 5.0 \cdot 10^{-22}\Phi$	15	$W_i = 5.8 \cdot 10^{-20}\Phi$
5	20	$W_i = 2.0 \cdot 10^{-22}\Phi$	20	$W_i = 3.9 \cdot 10^{-20}\Phi$

Из этих рисунков и таблицы следует, что при всех значениях напряжения  $U$  зависимость  $W_i = f(\Phi)$  в большинстве случаев является линейной вида

$$W_i = G\Phi. \quad (9)$$

Исключением являются зависимости 1 и 2 на рис. 6, что, вероятнее всего, объясняется наличием малопротяженной ( $\sim 10^{-6}$  см)  $i$ -области в ОН типа 1 до облучения. Угловые коэффициенты  $G$  для зависимостей  $W_i = f(\Phi)$  обоих типов исследуемых ОН монотонно уменьшаются с увеличением напряжения  $U$  (табл. 2). Физически этот эффект вполне объясним — с увеличением напряжения, прикладываемого к  $p-n$ -переходу, увеличивается крутизна „изгиба“ зон, что приводит к уменьшению количества типов уровней (по их энергетическому положению), которые могут эффективно влиять на нескомпенсированный заряд доноров (акцепторов) в  $n$ -( $p$ )-области.

На рис. 8 представлены экспериментальные зависимости величины  $G$  от напряжения,  $G(U)/G(U=0)$  (значения величины  $G$  взяты из табл. 2). Из этого рисунка с достаточной достоверностью следует, что функция  $G(U)/G(U=0)$ , которая характеризует размеры возникающей при облучении  $i$ -области и ее зависимость от напряжения, слабо зависит от первоначальной (до облучения) структуры линейного  $p-n$ -перехода. На том же рисунке представлена экспонента, которая достаточно точно описывает экспериментальные зависимости  $G(U)/G(U=0)$  для ОН обоих типов:

$$G(U)/G(U=0) = \exp(-0.118U). \quad (10)$$

Исходя из этого, так же как и в случае зависимости  $a(\Phi)/a(\Phi=0)$ , которая была рассмотрена выше, можно считать, что функция  $G(U)/G(U=0)$ , выражаемая формулой (10) и изображенная на рис. 8, является эмпирической зависимостью, которая в общем виде характеризует влияние обратного напряжения на размер  $i$ -области, возникающей в линейном  $p-n$ -переходе в результате нейтронного облучения.

Аналитический расчет зависимости  $W_i(\Phi, U)$  затруднителен по тем же причинам, о которых говорилось выше при анализе данных по эффективному градиенту

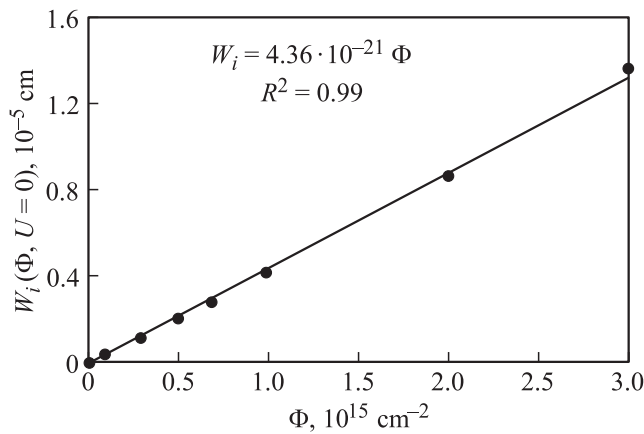


Рис. 9. Расчетная зависимость  $W_i = f(\Phi, U = 0)$  для ОН типа 1.

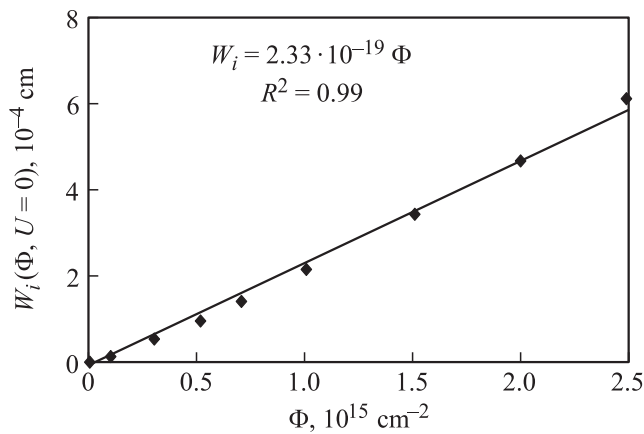


Рис. 10. Расчетная зависимость  $W_i = f(\Phi, U = 0)$  для ОН типа 2.

нескомпенсированного заряда после облучения. Вместе с тем, учитывая, что при  $U = 0$  „изгиб“ зон не может быть существенным (он определяется только контактной разностью потенциалов), можно попытаться с помощью формул (1) и (2) вычислить зависимость  $W_i(\Phi)$  в предположении сохранения электрической нейтральности в центральной части ООЗ линейного  $p-n$ -перехода. Если вычисленные значения  $W_i(\Phi)$  будут близки к экспериментальным значениям  $W_i(\Phi, U = 0)$  (зависимости 1 на рис. 6 и 7), это будет свидетельством допустимости вышеуказанного предположения о электронейтральности и позволит с помощью формулы (9) определять размеры  $i$ -области линейного  $p-n$ -перехода в зависимости от флюенса нейтронного облучения и приложенного к нему напряжения.

Из формул (1) и (2) легко получить расчетную зависимость  $W_i(\Phi)|_{U=0}$  в неявном виде:

$$\Phi = K_n(aW_{in})^{0.77} \ln[(aW_{in})/n_i], \quad (11)$$

$$\Phi = K_p(aW_{ip})^{0.77} \ln[(aW_{ip})/n_i], \quad (12)$$

$$W_i = W_{in} + W_{ip}. \quad (13)$$

В формулах (11)–(13)  $W_{in}$ ,  $W_{ip}$  — протяженность  $i$ -слоя в  $n$ -области и в  $p$ -области соответственно;  $K_n$ ,  $K_p$  — константы, характеризующие скорость удаления носителей при нейтронном облучении кремния  $n$ - и  $p$ -типа соответственно,  $K_n = 851$  [15] и  $K_p = 444$  [2].

Расчетная зависимость  $W_i(\Phi, U = 0)$  была получена суммированием экстраполированных функций  $W_{in}(\Phi)$  (формула (11)) и  $W_{ip}(\Phi)$  (формула (12)) и представлена на рис. 9 и 10.

Из сравнения расчетных зависимостей  $W_i(\Phi, U = 0)$ , изображенных на этих рисунках, с соответствующими экспериментальными зависимостями (зависимости 1 на рис. 6 и 7) видно, что расчет практически идентичен эксперименту и те, и другие зависимости представляют собой прямые линии со следующими угловыми коэффициентами (см. табл. 2):

для ОН типа 1 расчет дает величину углового коэффициента  $4.36 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ , а эксперимент  $4.4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,

для ОН типа 2 расчет дает величину углового коэффициента  $2.33 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ , а эксперимент  $2.2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ .

Такое совпадение позволяет сделать вывод о справедливости предложенной методики расчета размера  $i$ -области, возникающей в линейном  $p-n$ -переходе при нулевом внешнем смещении после облучения нейтронами. Возможность же расчета функции  $W_i(\Phi, U = 0)$  позволяет с помощью эмпирического соотношения (10) рассчитать угловой коэффициент  $G(U)$  и далее по формуле (9) размеры  $i$ -области после облучения нейтронами при внешнем смещении линейного  $p-n$ -перехода, отличном от нуля.

При необходимости определения полной ширины ООЗ к полученному значению  $W_i(\Phi, U)$  следует прибавить величину  $W_a$ , рассчитанную по формуле (8), подставив в нее значение градиента нескомпенсированного заряда, вычисленную по эмпирическому соотношению (5).

## 5. Заключение

Таким образом, в результате проведенного исследования:

— экспериментально подтверждено, что вследствие облучения нейтронами  $p-n$ -переходов с линейным (или близким к нему) распределением нескомпенсированного заряда вблизи  $p-n$ -перехода образуется компенсированная область с собственной проводимостью;

— получена эмпирическая зависимость эффективного градиента нескомпенсированного заряда в  $p-n$ -переходе от флюенса нейтронов, справедливая для широкого диапазона исходных значений удельного сопротивления кремния ( $0.3\text{--}2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ), на котором изготовлены  $p-n$ -переходы, и их исходного (до облучения) градиента концентрации нескомпенсированного заряда ( $3 \cdot 10^{18}\text{--}2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-4}$ );

— разработана методика расчета размера  $i$ -области и всей ширины ООЗ в  $p-n$ -переходах с линейным распределением нескомпенсированного заряда (или с

близким распределением) после облучения нейтронами в зависимости от флюенса и приложенного напряжения.

Авторы работы выражают свою искреннюю благодарность доктору физ.-мат. наук А.Ю. Лейдерман за рецензирование рукописи, обсуждение результатов исследования, а также замечания по ее содержанию, которые автором вне всякого сомнения учтены в окончательном варианте работы.

## Список литературы

- [1] В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов. *Действие проникающей радиации на изделия электронной техники* (М., Сов. радио, 1980) с. 136.
- [2] M. Buchler. Proc. IEEE, **56** (10), 111 (1968).
- [3] Ф.П. Коршунов, Г.В. Гатальский, Г.М. Иванов. *Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах* (Минск, Наука и техника, 1978) с. 67,
- [4] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969) с. 245.
- [5] G. Martin, M. Buchler. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-17**, 391 (1970).
- [6] Н.Н. Сирота, В.А. Бржезинский, В.Г. Дюков, Г.В. Коршунов. Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, № 4, 106 (1966).
- [7] Т.С. Емельянова, Е.А. Кожухова, В.И. Шаховцов. В кн. *Физические процессы в кристаллах с дефектами* (Киев, ИФ АН УССР, 1972) с. 47.
- [8] Л.И. Кузовкина, В.И. Дедесов, Е.В. Лапшина. ФТП, **9**, 1168 (1975).
- [9] А.З. Рахматов, О.А. Абдулхаев, А.В. Каримов, Д.М. Ёдгорова. ФТП, **47** (3), 364 (2013).
- [10] Е.З. Мазель, Ф.П. Пресс. *Планарная технология кремниевых приборов* (М., Энергия, М., 1974).
- [11] Л. Россадо. *Физическая электроника и микроэлектроника* (М., Высш. школа, 1991) с. 333.
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) кн. 1, с. 86.
- [13] C. Opdorp. Solid-State Electron., **11**, 397 (1968).
- [14] G.C. Messenger. In: *Report Intern. Symp. Radiation Effects in Semiconductors* (Toulouse, 1967).
- [15] М.Ю. Ташметов, А.З. Рахматов, Л.С. Сандлер, Н.Б. Исма- тов. Препринт ИЯФ АН РУз, Р-9-700 (2012).

Редактор Л.В. Шаронова

## Effect of neutron irradiation on the structure of silicon $p-n$ junctions of voltage limiters

A.Z. Rahmatov

OAS „Foton“,  
100084 Tashkent, Uzbekistan