

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

© А.З. Рахматов[¶]

ООО „ФОТОН“,
100047 Ташкент, Узбекистан

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

Проанализировано изменение вольт-фарядных 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, Φ — флюенс нейтронов. Константы $K_{n,p}$ определяются интенсивностью введения в полупроводник компенсирующих уровней и величиной $(E_f - E_{ta,td})$, где E_f — энергетическое положение уровня Ферми, $E_{ta,td}$ — 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 ($E_{ta,td}$).

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:

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

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

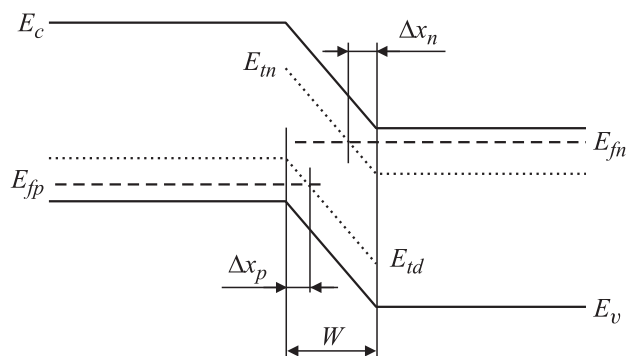


Рис. 1. Схема резкого $p-n$ -перехода с глубокими уровнями. Δx_n (Δx_p) — часть ООЗ в $n(p)$ -области, где компенсирующие глубокие уровни эффективны; W — ширина ООЗ. E_c , E_v — края зоны проводимости и валентной зоны.

[¶] E-mail: plan-foton@mail.ru

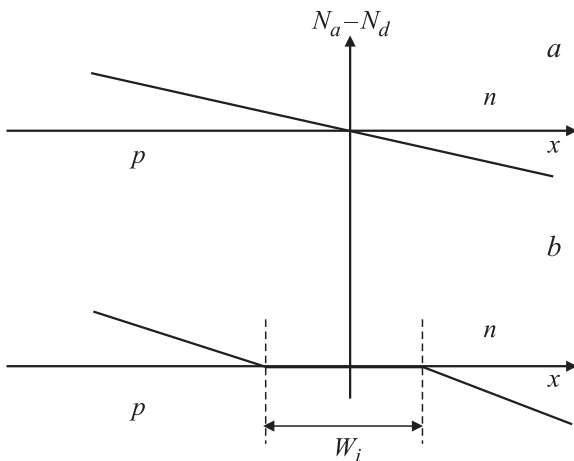


Рис. 2. Схематическое изображение распределения эффективной концентрации нескомпенсированных доноров и акцепторов вблизи переходной области кремниевого диффузионного перехода до (а) и после (б) облучения.

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 нескомпенсированного 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 нескомпенсированного 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 $\sim 9.3 \cdot 10^{-2}$ см². 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 ~ 45 и ~ 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 ~ 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 (Φ) 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} 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

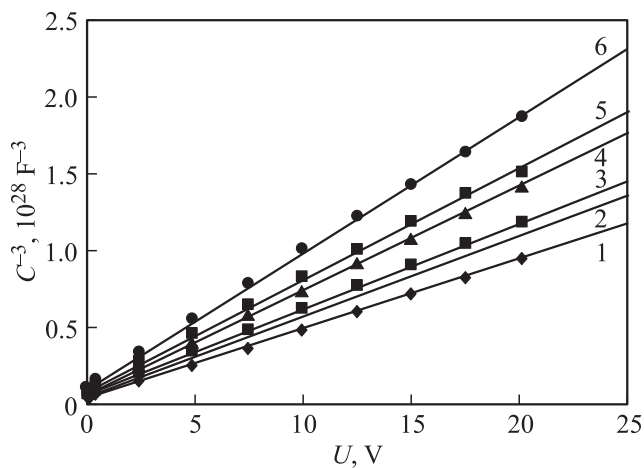


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $C^{-3} = f(U, \Phi)$ для ОН типа 1. Флюенсы и уравнения зависимостей — в табл. 1.

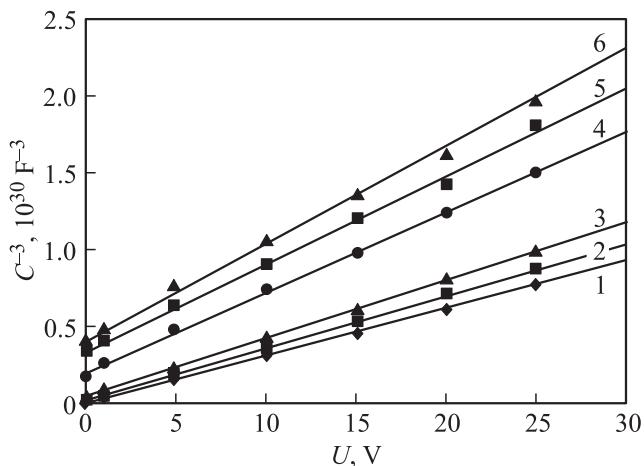


Рис. 4. Экспериментальные зависимости $C^{-3} = f(U, \Phi)$ для ОН типа 2. Флюенсы и уравнения зависимостей — в табл. 1.

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_{ex} по этой формуле представлены в табл. 1. Из этих данных следует, что в результате облучения нейтронами U_{ex} возрастает в ~ 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-

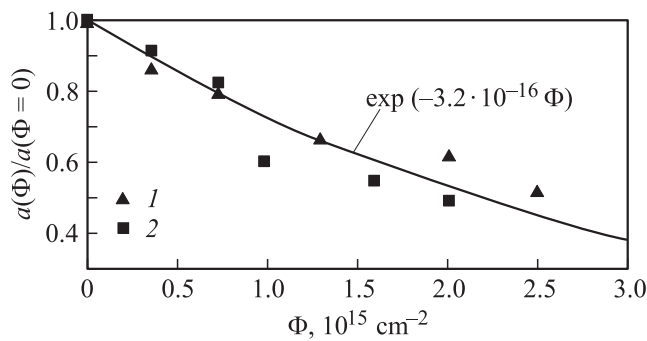


Рис. 5. Экспериментальные зависимости $a(\Phi)/a(\Phi = 0)$ для ОН типа 1 (1), ОН типа 2 (2) и аппроксимальный расчет (сплошная линия).

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 $(3-4)kT/q$ (~ 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 Φ . 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 ($2 \cdot 10^{20}$ см⁻⁴, 0.3 Ом·см и $3 \cdot 10^{18}$ см⁻⁴, 2 Ом·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 полуэмпирические) 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.

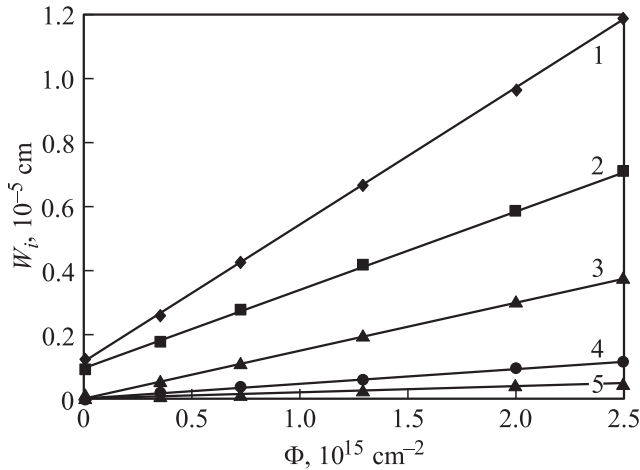


Рис. 6. Экспериментальные зависимости $W_i = f(\Phi, U)$ для ОН типа 1. Величины U и уравнения зависимостей — в табл. 2.

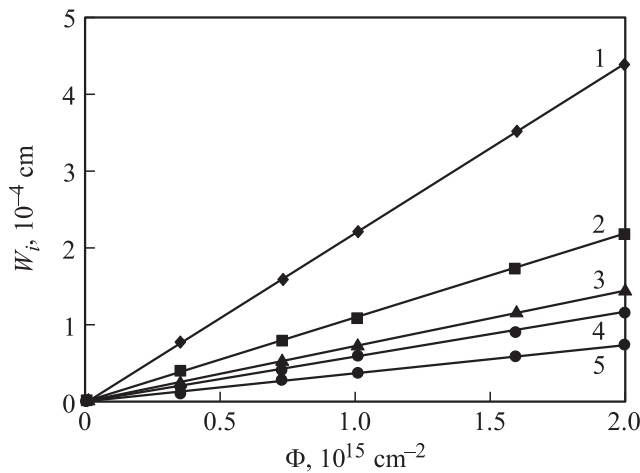


Рис. 7. Экспериментальные зависимости $W_i = f(\Phi, U)$ для ОН типа 2. Величины U и уравнения зависимостей — в табл. 2.

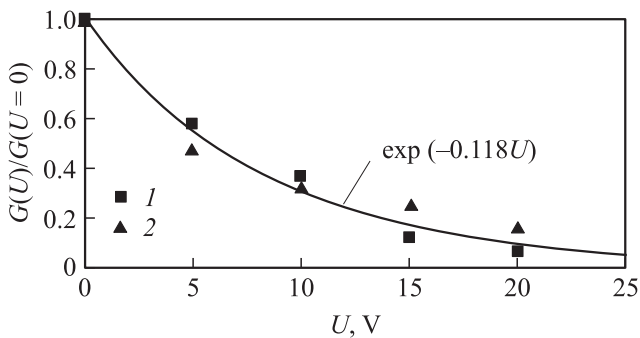


Рис. 8. Экспериментальные зависимости $G(U)/G(U = 0)$ для ОН типа 1 (1), ОН типа 2 (2) и аппроксимационный расчет (сплошная линия).

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

$$W_i = G\Phi. \tag{9}$$

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:

$$G(U)/G(U = 0) = \exp(-0.118U). \tag{10}$$

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

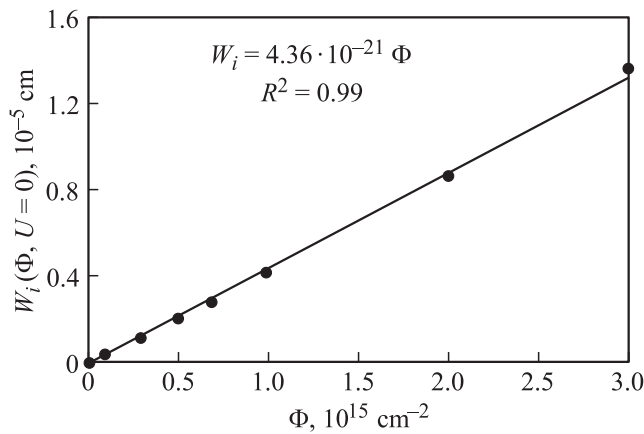


Рис. 9. Расчетная зависимость $W_i = f(\Phi, U = 0)$ для ОН типа 1.

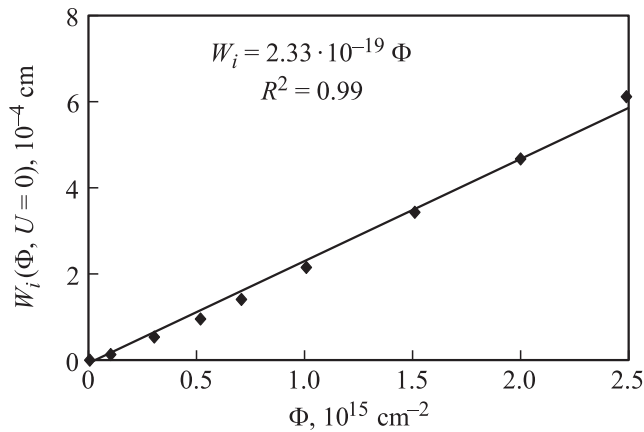


Рис. 10. Расчетная зависимость $W_i = f(\Phi, U = 0)$ для ОН типа 2.

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 ($0.3-2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), на котором изготовлены $p-n$ -переходы, и их исходного (до облучения) градиента концентрации нескомпенсированного заряда ($3 \cdot 10^{18}-2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-4}$);

— 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