

РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ДЕЙТРОНОВ НА ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ВЫСОКООМНОГО КРЕМНИЯ

Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Н. Б. Строкан

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

(Получена 30 ноября 1992 г. Принята к печати 26 января 1993 г.)

Исследованы радиационные дефекты, возникающие после дейтронного облучения в приемниках излучений на основе высокоомного *n*-Si. Проведено сравнение результатов дейтронного и α -облучений. Показана возможность снижения обратного тока облученных детекторов при отжиге. Обсуждается возможность объяснения наблюдаемых эффектов с помощью представлений о сложных многокомпонентных комплексах.

Высокоомный Si в силу совершенства структуры и малого содержания примесей дает наиболее четко идентифицируемую картину дефектообразования. Последняя, как установлено, обусловлена собственными дефектами структуры и их взаимодействием с доминирующими примесями — углеродом, кислородом, фосфором.

В настоящее время вопросы радиационной стойкости высокоомного Si приобрели практическое значение в связи с развитием методов микроанализа на пучках ускоренных ионов (энергия 1÷3 МэВ). При этом системы регистрации базируются на специализированных приемниках излучения, выполненных на основе бестигельного *n*-Si с удельным сопротивлением 1÷10 кОм·см — прецизионных Si-детекторах. Качество детекторов непосредственно определяет точность анализа, поэтому деградация под воздействием регистрируемых ионов ограничивает возможности ядерных методов. Отметим, что, как правило, для анализа используются «легкие» ионы — протоны, дейтроны и ионы гелия. Как было установлено [1–6], двухзарядные ионы He (в частности, α -частицы с энергией 5 МэВ) вводят в Si точечные дефекты. Мы полагали, что аналогичную картину следует ожидать и в случае дейтронов как более легких частиц.

В работе исследовалось воздействие на высокоомный *n*-Si дейтронов в условиях, максимально приближенных к практике ядерного микроанализа методами Резерфордского обратного рассеяния (ROR) либо реакции на дейтронах ($^{16}\text{O} [d, \alpha] ^{14}\text{N}$), когда спектр дейтронов по энергии является непрерывным и имеет приблизительно двухкратное возрастание интенсивности в области малых энергий. Соответственно вводимые дефекты не были сосредоточены на фиксированной глубине в конце пробега монохроматических по энергии частиц (25–27 мкм для α -частиц с энергией 5 МэВ). В наших опытах профиль дефектов должен повторять форму спектра дейтронов, и максимальная концентрация по крайней мере первичных дефектов будет сосредоточена у поверхности.

Изучались изменения концентрации глубоких центров (ГЦ) в объеме *n*-Si и обратного тока детекторов при увеличении потока дейтронов в диапазоне $10^9 \div 7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

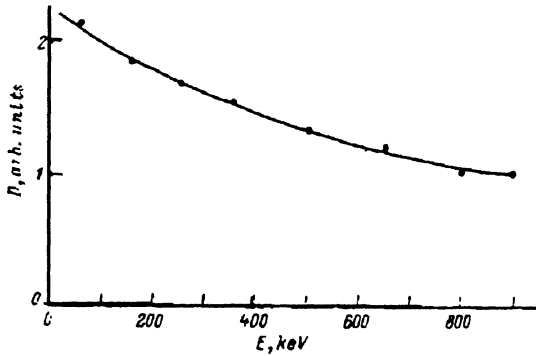


Рис. 1. Энергетический спектр дейтронов, рассеянных на мишени из тантала (энергия частиц первичного пучка 900 кэВ).

Методика эксперимента

В работе исследовались планарные кремниевые детекторы на основе высокоомного n -Si, полученного методом бестигельной зонной плавки. Мелкий p^+ - n -переход создавался имплантацией бора, пассивация поверхности Si осуществлялась термическим окислением. Для изготовления детекторов использовались 2 типа n -Si (I и II) с удельными сопротивлениями $\rho_1 = 4$ и $\rho_2 = 1$ кОм·см соответственно. Облучение детекторов дейтронами осуществлялось на электростатическом ускорителе СПИЯФ им. Б. П. Константинова. Спектр дейтронов (рис. 1) формировался путем рассеяния их первичного пучка (энергия дейтронов 900 кэВ) на мишени из тантала и был подобен возникающему при анализе ВТСП пленок.

В ходе последовательного облучения детекторов методом нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) исследовались спектры глубоких уровней (ГУ) в запрещенной зоне Si и контролировались изменения вольт-амперных характеристик (ВАХ). При этом между облучением и измерениями проходило время порядка нескольких суток и образцы находились при комнатной температуре. Дополнительно осуществлялся изохронный термический отжиг образцов в воздушной атмосфере.

Измерение спектров ГУ проводилось с учетом приповерхностного (в слое ≈ 10 мкм) распределения радиационных дефектов (РД) от дейтронов с энергиями $E \leq 900$ кэВ. Действительно, при контактной разности потенциалов ≈ 0.7 В для асимметричного p^+ - n -перехода глубина слоя пространственного заряда даже для детекторов, изготовленных из материала с $\rho = 1$ кОм·см, составляет ≈ 15 мкм. Поэтому для получения спектров ГУ в верхней половине запрещенной зоны (ЗЗ) прикладывалось небольшое положительное напряжение заполнения 0.2 В, позволявшее производить перезарядку ГУ основными носителями в слое образования РД. При наблюдении спектров в нижней половине ЗЗ в режиме с инжекцией прикладывалось заполняющее напряжение +1.5 В. Напряжение обеднения в обоих случаях составляло -5 В.

Для определения концентрации РД было сделано допущение, что вводимые при облучении дефекты распределены равномерно в слое толщиной 10 мкм и, таким образом, занимают лишь часть области пространственного заряда. Тогда для глубокого акцептора в верхней половине ЗЗ имеем

$$\frac{N_T}{N_d} = \frac{C_{st}^2 - C_{in}^2}{C_{st}^2} \frac{C_{st}^2}{C_{in}^2}, \quad (1)$$

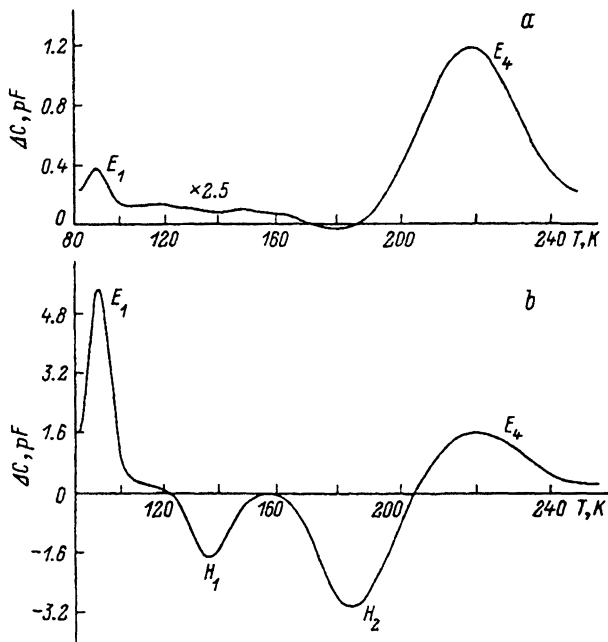


Рис. 2. Спектры DLTS для образцов, подвергнутых дейтронному облучению ($\Phi = 4.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$): *a* — без инжекции, *b* — с инжекцией неосновных носителей.

где N_T и N_d — концентрации глубокого акцептора и мелкой донорной примеси соответственно, C_{in} и C_{st} — начальная и стационарная емкости детектора, C_w — геометрическая емкость слоя полупроводника толщиной 10 мкм. Вывод формулы дан в *Приложении*.

Спектр радиационных дефектов

Глубокие уровни, проявляющиеся в ходе дейтронного облучения, мы будем сравнивать с РД, возникающими при воздействии близких к ним по заряду и массе протонов и α -частиц. Для них спектр DLTS содержит по крайней мере 4 пика $E_1 \div E_4$, соответствующие ГЦ в верхней половине ЗЗ, и 2 пика H_1, H_2 — центрам в нижней половине ЗЗ [$1-6$]. Заметим, что индивидуальная природа РД может быть несколько различной в зависимости от типа исходного Si либо особенностей технологии изготовления детекторов.

Однако, как показали эксперименты, спектры DLTS у образцов, подвергнутых дейтронному облучению, обладают рядом особенностей (рис. 2). Независимо от исходного Si в них присутствуют пики E_1, E_4 и H_1, H_2 (обозначения соответствуют $[^2]$), но не наблюдаются пики E_2 и E_3 , связанные соответственно с верхним уровнем дивакансии и парой фосфор—межузельный углерод. Отметим также, что пик E_4 в спектре на рис. 2 сдвинут относительно соответствующего пика для α -частиц (связанного с дивакансией и E -центром) в сторону более высоких температур, а пик H_1 — в область низких температур. Рассчитанные параметры ГУ представлены в табл. 1.

Для уточнения природы образовавшихся РД проводился изохронный отжиг в диапазоне температур 150—400 °С, длительностью 30 мин, результаты которого (рис. 3) сравнивались с аналогичными результатами отжига после воздействия α -частиц [2]. Проведенный анализ показал:

Таблица 1

ГУ	E_1	E_4	H_1	H_2
ΔE , эВ	$E_c - 0.19$	$E_c - 0.44$	$E_v + 0.29$	$E_v + 0.40$
σ_n, ρ , см ²	$3 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$6 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-14}$

Примечание. σ — сечение захвата носителей; σ_n — электронов (для E_1 и E_4), σ_p — дырок (для H_1 и H_2).

— пик $E_1 = E_c - 0.19$ эВ связан с А-центром (вакансия—кислород), что подтверждается резким уменьшением его концентрации при температурах отжига выше 300 °С. Наблюдаемый ранее [2, 7] при температуре отжига 150 °С рост пика E_1 , что связано с дефектом C_i-C_s (межузельный углерод—углерод в узле решетки) [7], в нашем эксперименте не происходил;

— отсутствие в спектре DLTS (рис. 2) пика, связанного с верхним уровнем дивакансии, предполагало объяснение пика E_4 в основном возникновением E_c -центра (вакансия—фосфор). Однако отжиг E_c -центра происходит при относительно низких температурах (≤ 200 °С [8]), и в случае облучения α -частицами мы наблюдали соответствующее монотонное уменьшение концентрации ГЦ, соответствующих пику E_4 , в ходе изохронного отжига. В эксперименте на дейтронах пик E_4 в диапазоне температур ≈ 200 °С отжигался только частично, в то время как значительное уменьшение концентрации происходило при $T > 300$ °С. Поэтому нам представляется, что дивакансия также участвует в формировании пика E_4 , а отсутствие в спектре DLTS пика E_2 (верхний уровень дивакансии) связано, по-видимому, со сложностью заполнения этого уровня основными носителями заряда в указанных выше режимах измерения;

— по своим параметрам ГУ, соответствующий пику H_1 , близок к центру C_i [9]. Но центр C_i отжигается при 150 °С с образованием электрически активных пар с углеродом в узлах решетки и с кислородом в междоузлиях (O_i). В нашем эксперименте этого не происходит, поэтому дефект, соответствующий пику H_1 , может и не иметь углеродную природу, а быть связанным с дивакансией. Однако,

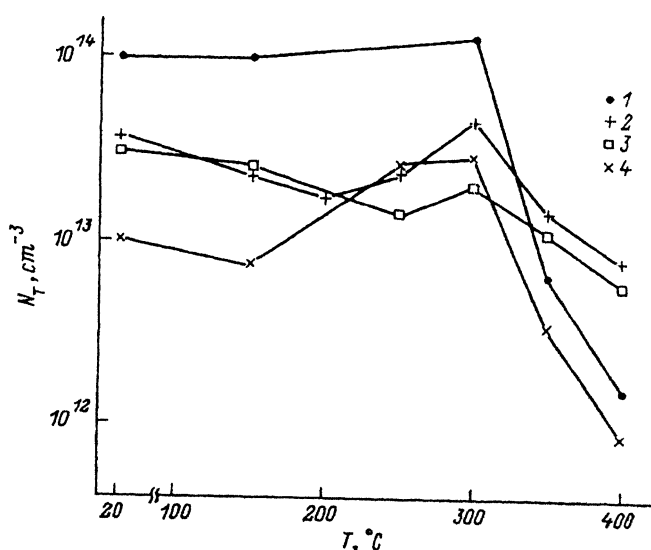


Рис. 3. Изохронный отжиг радиационных дефектов, соответствующих пикам: 1 — E_1 , 2 — E_4 , 3 — H_1 , 4 — H_2 .

возможно, что трудности с отжигом этого дефекта заключаются в особенности его формирования, например вблизи крупномасштабных дефектов, препятствующих миграции центров C_i при отжиге;

— пик H_2 , по-видимому, связан с парой C_i-O_i , но формируется уже на стадии радиационного воздействия, а не при отжиге центра, соответствующего пику H_1 , как это имело место при облучении α -частицами.

Поскольку нас интересуют и количественные характеристики процесса деградации детекторов под действием дейтронов, были рассчитаны концентрации вводимых ГЦ [согласно(1)], а также величина n , определяемая как $n = N_T/\Phi$, где Φ — поток дейтронов в см^{-2} . Значения последней приведены в табл. 2.

Таблица 2

ГУ	E_1		E_4		H_1		H_2	
	I	II	I	II	I	II	I	II
$\Phi, \text{см}^{-2}$	$n, \text{см}^{-1}$							
$1.0 \cdot 10^9$	$2.1 \cdot 10^3$		$1.5 \cdot 10^3$		$4.9 \cdot 10^2$		$5.3 \cdot 10^3$	
$4.5 \cdot 10^9$		$2.9 \cdot 10^3$		$9.3 \cdot 10^2$		$8.2 \cdot 10^2$		$1.8 \cdot 10^3$
$1.1 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^3$		$3.5 \cdot 10^2$		$1.5 \cdot 10^2$		$1.7 \cdot 10^3$	
$5.4 \cdot 10^{10}$		$6.1 \cdot 10^2$		$1.7 \cdot 10^2$		$1.3 \cdot 10^2$		$2.7 \cdot 10^2$
$1.1 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^2$		$1.1 \cdot 10^2$		36		$2.9 \cdot 10^2$	
$8.0 \cdot 10^{11}$		$1.3 \cdot 10^2$		49		40		13

Концентрации N_T для ГЦ, соответствующих пикам E_1 и E_4 , достаточно хорошо укладываются на единую для двух материалов зависимость от Φ ($N_T \sim \Phi^\beta$, где $\beta \approx 0.5$). В то же время изменения N_T для пиков H_1 и H_2 при возрастании потоков различаются, что может быть связано с особенностями дефектообразования с участием углерода, присущими исходному материалу, либо сформированными при технологических воздействиях. Величины n уменьшаются с ростом потока дейтронов, причем значительно сильнее для более низкоомного Si.

Вольт-амперные характеристики

Вольт-амперные характеристики детекторов до облучения (рис. 4, кривая 1) имеют стандартный для планарных структур с расширенным электродом вид и отличаются лишь величиной обратного тока. Его значение определяется генерационным временем жизни носителей в Si после технологических обработок и специфично для каждого типа образцов. В облученных детекторах ток резко возрастает при напряжениях $V < 0.5$ В, после чего наклон ВАХ резко спадает (рис. 4).

Такое поведение характерно для $p^+ - n$ -переходов, в которых дефекты, вызывающие дополнительную генерационную компоненту тока, сосредоточены в непосредственной близости от p^+ -слоя. В нашем случае, когда дефектный слой не превосходит даже области обеднения, соответствующей контактной разности потенциалов, ток резко возрастает на начальном участке, причем насыщение тока достигается при напряжении $V \approx 2$ В, достаточном, чтобы генерированные в разрушенном слое носители эффективно экстрагировались электрическим полем $p^+ - n$ -перехода. Поэтому сравнение ВАХ проведем для двух значений напряжения: $V_1 = 2.5$ и $V_2 = 0.2$ В. Последнее соответствует точке перегиба ВАХ, определяющей вклад тока генерации в дефектной области. Изменения величины тока в процессе изохронного отжига детекторов с максимальными дозами дейтронов приведены на рис. 5. Для обоих типов Si с существенно различными

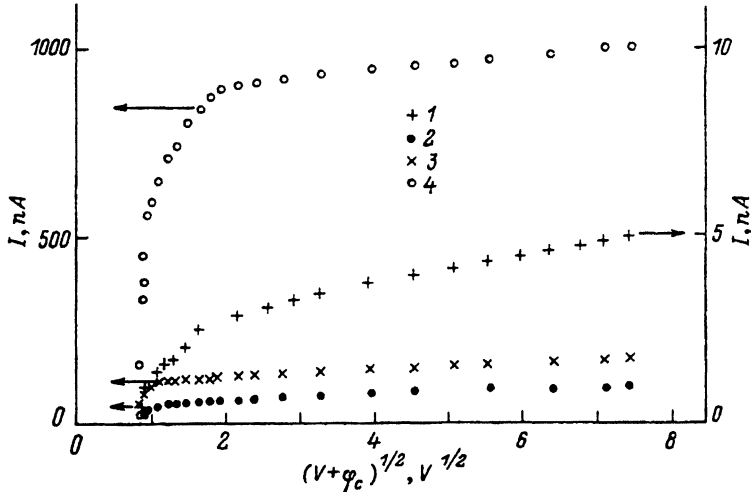


Рис. 4. Зависимость обратного тока детекторов от величины $(V + \varphi_c)^{1/2}$. Доза облучения дейтронами, Φ , см^{-2} : 1 — 0, 2 — $4.5 \cdot 10^9$, 3 — $5.4 \cdot 10^{10}$, 4 — $8.0 \cdot 10^{11}$ ($\varphi_c = 0.7$ В).

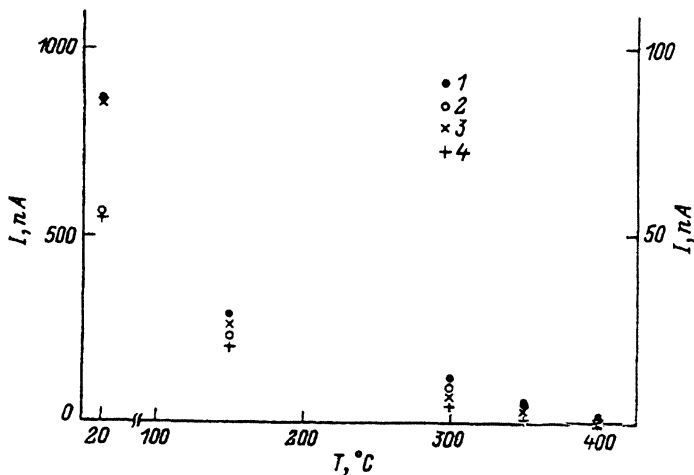


Рис. 5. Изменения обратного тока детекторов в процессе изохронного отжига: 1, 2 — $\Phi = 8.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\rho = 1 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ (левая шкала I); 3, 4 — $\Phi = 1.1 \cdot 10^{11}$, $\rho = 4 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ (правая шкала I); V , В: 1, 3 — 2.5, 2, 4 — 0.2.

потоками дейтронов наблюдается монотонное уменьшение тока. Наиболее эффективное восстановление происходит на начальном этапе отжига ($\approx 150^\circ\text{C}$), при этом значения токов при V_1 и V_2 оказываются близкими. Далее отжиг тока замедляется.

Обсуждение результатов

При постановке эксперимента мы полагали, что воздействия дейтронов и α -частиц приводят к аналогичным результатам в отношении как образования радиационных дефектов в объеме Si, так и деградации ВАХ. Однако полученные

данные позволяют предположить возникновение при облучении дейтронами более сложной картины радиационных повреждений.

Напомним, что спектр дейтронов является немонахроматическим с возрастанием интенсивности в ≈ 2.0 раза в области малых (< 100 кэВ) энергий. Моделирование процесса взаимодействия дейтронов различных энергий с атомами кристаллической решетки показало, что перекрытие областей формирования первичных дефектов, создаваемых одной частицей, первоначально происходит на расстояниях ≈ 10 мкм, соответствующих пробегам ионов с максимальными энергиями. С увеличением дозы облучения такое перекрытие проявляется для дейтронов с меньшей энергией и при дозах $\geq 10^{10}$ см $^{-2}$ происходит во всей дефектной зоне, включая приповерхностные области. С учетом реального спектра дейтронов (рис. 1) плотность образующихся в области пространственного заряда (ОПЗ) первичных дефектов максимальна на границе p^+ - и n -областей и спадает в глубь образца.

В то же время сравнение данных рис. 3, 5 показывает, что отжиг обратного тока, соответствующего вкладу разрушенной области, не коррелирует с отжигом ГЦ, наблюдаемых в спектрах DLTS. Наибольшее изменение тока происходит на начальной стадии отжига (≈ 150 °C), тогда как для ГУ — при $T \geq 300$ °C. Это позволяет предположить, что на начальной стадии происходит отжиг дефектов, имеющих большие сечения захвата носителей и являющихся эффективными центрами генерации тока, но не наблюдаемых методом DLTS.

Сравнение отжига обратных токов и РД для α -частиц и дейтронов также указывает на более сложную картину дефектообразования для последних. Отсутствие отжига точечных дефектов (например, соответствующих пикам E_4 и H_1) при характерных температурах, а также особенности пиков DLTS (смещения по температуре и «неправильная» форма) свидетельствуют об образовании более сложных дефектов. Возможно, что их формирование происходит за счет скоплений первичных дефектов. Действительно, расчетная плотность вводимых первичных дефектов при дозах $7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ составляет $\approx 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, т. е. значительна. В то же время в расчете на один дейтрон количество зарегистрированных точечных ГЦ существенно уступает числу первичных дефектов. Поэтому наряду с комбинацией образовавшихся вакансий и межузельных атомов могут возникать сложные многокомпонентные комплексы.

Понижение величины n с увеличением дозы облучения (табл. 2) тоже говорит о возникновении на основе первичных пар Френкеля более сложных комплексов, отжиг которых происходит в широком интервале температур [10].

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам СПИЯФ им. Б. П. Константинова А. Н. Дюину и В. М. Лебедеву за облучение образцов.

Приложение. В [11] приводится вывод выражения в методе изотермической релаксации емкости для концентрации ГЦ в случае равномерного распределения мелких и глубоких центров в ОПЗ обратносмещенного диода. Мы рассмотрим случай, когда ГЦ распределены только в части ОПЗ, непосредственно примыкающей к границе p^+ - и n -областей. Тогда для глубокого акцептора в n базе диода при:

1) $0 < x < \omega$ имеем

$$N_i = N_d - N_T \exp(-t/\tau),$$

где N_i — концентрация ионизованных примесей, ω — граница расположения глубоких акцепторов, t — время, τ — постоянная термического выброса с ГУ.

2) $\omega < x < h(t) \rightarrow N_i = N_d$, где h — граница ОПЗ.

Уравнение Пуассона

$$\varepsilon_a (V + \psi_c) = e \int_0^{h(t)} x N_i(x, t) dx,$$

где ε_a — абсолютная диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, φ_c — контактная разность потенциалов. Разбивая интеграл на 2, подставляя N_i и интегрируя, получаем

$$\varepsilon_a (V + \varphi_c)/e = 0.5N_d h^2(t) - 0.5N_T \omega^2 \exp(-t/\tau).$$

Барьерная емкость $p^+ - n$ -перехода C равна

$$[C(t)/S]^2 = \varepsilon_a^2/h^2(t) = 0.5e\varepsilon_a [N_d - N_T \exp(-t/\tau) \omega^2/h^2(t)]/(V + \varphi_c),$$

где S — площадь $p^+ - n$ -перехода. Устремляя $t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow \infty$, получаем выражение относительно N_T/N_d

$$C_{in}^2 = C_{st}^2 [1 - (N_T/N_d) C_{in}^2/C_{\omega}^2],$$

здесь C_{ω} — геометрическая емкость слоя толщиной ω . Окончательно: $N_T/N_d = (C_{st}^2 - C_{in}^2) \cdot (C_{\omega}^2/C_{in}^2)/C_{st}^2$ и для глубокого донора в нижней половине 33 аналогично:

$$N_T/N_d = (C_{in}^2 - C_{st}^2) \cdot (C_{\omega}^2/C_{in}^2)/C_{st}^2.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Е. С. Игнатенко, Н. Б. Строкан, У. Ш. Туребеков, И. Борани, Б. Шмидт. ФТП, 25, 852 (1991).
- [2] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Н. Б. Строкан. ФТП, 27, 205 (1993).
- [3] Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов, В. Г. Виноградов. ФТП, 21, 609 (1987).
- [4] В. В. Караваев, Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов. ФТП, 24, 1234 (1990).
- [5] A. Hallen, V. U. R. Sundqvist, Z. Paska, V. G. Svenssoon, M. Rosling, J. Tiren. J. Appl. Phys., 67, 1266 (1990).
- [6] H. Indusekhar, V. Kumar, D. Sengupta. Phys. St. Sol. (a), 93, 645 (1986).
- [7] Л. С. Берман, В. А. Жепко, В. Н. Ломасов, В. Н. Ткаченко. ФТП, 23, 2129 (1989).
- [8] В. С. Вавилов, В. Ф. Киселев, Б. Н. Мукашев. Дефекты в кремнии и на его поверхности, 3. М. (1990).
- [9] M. T. Asom, J. L. Benton, R. Sauer, L. C. Kimerling. Appl. Phys. Lett., 51, 256 (1987).
- [10] В. И. Кузнецов, Т. А. Логвиненко, П. Ф. Лугаков, В. Д. Ткачев. ФТП, 9, 749 (1975).
- [11] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 3. Л. (1981).

Редактор Т. А. Полянская