В. И. КУЗНЕЦОВ, П. Ф. ЛУГАКОВ

ОБРАЗОВАНИЕ И ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТЕЙ СКОПЛЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ

При облучении кремния быстрыми нейтронами и высокоэнергетическими протонами образуются области скопления дефектов (ОСД) с ядром, сформированным собственными дефектами (преимущественно дивакансиями V_2), и периферийной частью, в которую входят комплексы первичных радиационных дефектов (РД) с примесными атомами (A-, E-центры, узловой-междоузельный углероды $C_s - C_i$, углерод – кислород – дивакансия СО V_2 и т. д.) [1—3]. Однако до последнего времени не было установлено влияние условий облучения (температура, энергия E_A первично-выбитых атомов) и примесного состава кристаллов на процессы формирования ОСД и их параметры, что и определило цель данной работы.

Использовались монокристаллы кремния *n*-типа ($\rho_0 = 3 - 200 \text{ OM} \cdot \text{сM}$), выращенные методом Чохральского (тянутые) и зонной плавкой в вакууме (зонные). По данным ИК поглощения, концентрация кислорода и углерода составила (3—8) · 10¹⁷ см⁻³ в тянутом и (1—5) · 10¹⁶ см⁻³ в зонном кремнии. Образцы облучались протонами с энергией 660 МэВ и реакторными нейтронами. Температура образцов при облучении не превышала 330 К, а в опытах по влиянию температуры облучения протонами она варьировалась в интервале 300—600 К. Измерялись температурные (78—400 К) зависимости коэффициента Холла (ТЗКХ), по результатам которых рассчитывались концентрация *n* свободных носителей заряда, концентрация N_i и энергия ионизации ΔE_i точечных РД, а также потенциальный барьер Ψ, радиус *г* ОСД и плотность N^* дефектов в них. В некоторых случаях проводились электронно-микроскопические исследования угольных реплик, снятых с поверхности облученных образцов.

Метод определения параметров ОСД. Степень f_i заполнения носителями заряда локализованных в ОСД акцепторных дефектов в *n*-кремнии, как установлено в [3, 4], следующим образом зависит от Ψ :

$$f_i = \left[1 + N_c n^{-1} g_i^{-1} \exp\left(\frac{\Psi - \Delta E_i}{kT}\right)\right]^{-1},\tag{1}$$

где N_c — плотность состояний в зоне проводимости; g_i — фактор вырождения дефектов *i*-ого типа; k — постоянная Больцмана, T — температура. Из (1) получаем

$$\Psi = \Delta E_i - kT \ln \frac{N_c f_i}{ng_i \left(1 - f_i\right)}.$$
(2)

В то же время, согласно [3, 5], для ОСД, плотность дефектов, в которых больше n_0

$$\Psi = \frac{2\pi e^2 r^2}{\varepsilon} \sum_{i} N_i f_i - \frac{kT}{3}, \qquad (3)$$

где *е* — заряд электрона; ε — диэлектрическая проницаемость кремния. Тогда из (2), (3)

$$r = \frac{3e^2 \sum_{i} M_i f_i}{2\varepsilon \left(\Psi + \frac{kT}{3}\right)}, \quad \text{a} \quad N^* = \frac{3 \sum_{i} M_i}{4\pi r^3}.$$
 (4)

Здесь $M_i = \eta_i/\eta_c$ — число электрически активных дефектов в ядре или периферии ОСД; η_i , η_c — скорости образования РД *i*-ого типа и ОСД соответственно. Рассчитав *n*, η_i и f_i из экспериментальных ТЗҚХ в области температур ионизации дефектов ядра и периферии ОСД, по формулам (2), (4), (5) можно определить основные параметры ОСД (потенциальные барьеры ядра и периферии, размеры и плотность дефектов в них).

Как следует из (2), Ψ зависит от температуры. Исходя из общих соображений, рассмотрим вид этих зависимостей для некоторых моделей ОСД, состоящих из компенсирующих РД.

1. ОСД состоят из РД одного типа. Если плотность РД мала, то нейтральная часть в ОСД отсутствует [3]. В таком случае У с ростом Т изменяется относительно слабо (У «постоянно») до температуры T_н, при которой начинается ионизация дефектов. Дальнейший рост температуры приводит к резкому уменьшению У и при $T \simeq T_{\rm R}$ ($T_{\rm R}$ —температура окончания ионизации РД, когда $f_i = 0$) $\Psi = 0$. Качественно эта зависимость показана на рис. 1, кривой 1. В отличие от этого в ОСД с нейтральной частью на кривой $\Psi(T)$ должен отсутствовать участок с «постоянным» Ψ.

2. ОСД состоят из РД различного типа. Для РД с близко расположенными в запрещенной зоне уровнями зависимость



Рис. 1. Температурная зависимость высоты потенциального барьера в ОСД различного типа:

1 — ОСД из дефектов одного типа; 2 — ОСД из дефектов двух типов; 3, 4 — ОСД из дефектов двух типов, расположенных соответственно в ядре (3) и периферии (4)

 $\Psi(T)$, как и для случая 1, может быть представлена кривой 1. Если же интервалы температур ионизации РД достаточно различаются, то на кривой $\Psi(T)$ будет два участка уменьшения Ψ с ростом температуры. Кривой 2 проиллюстрирована такая зависимость $\Psi(T)$ для ОСД, состоящих их РД двух типов.

3. ОСД состоят из РД двух типов, причем дефекты первого типа расположены в ядре ОСД, а второго — в периферийной части. Для определенности будем считать, что в ядре плотность дефектов и температура их ионизации выше, чем в периферии. Из-за различной плотности дефектов в ядре и периферии возникает градиент Ψ по ОСД: потенциальный барьер ядра (Ψ_{π}) будет выше, чем Ψ периферии (Ψ_{π}). Зависимость от температуры Ψ_{π} и Ψ_{π} в этом случае показана соответственно кривыми 3, 4.

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 2 изображены рассчитанные из ТЗҚХ зависимости $\Psi(T)$ с учетом природы дефектов, входящих в состав ОСД. Здесь $\Psi_{0,40}$ усредненное значение Ψ , рассчитанное по изменению концентраций электронов при ионизации РД с уровнями $\geq E_c - 0,40$ эВ, т. е. *Е*-центров и дивакансий, а $\Psi_{0,47}$ — при ионизации *А*-центров и комплексов C_iC_s . Отметим, что в зонном кремнии $\Psi_{0,40}$ определяется по изменению концентрации электронов при одновременной ионизации *E*-центров и дивакансий, скорости образования которых в случае облучения протонами равны соответственно 5,4 и 4,5 см⁻¹, а $\Psi_{0,47}$ — комплексов C_iC_s ($\eta = 2,8$ см⁻¹). В тянутом материале $\Psi_{0,40}$ рассчитывается по изменению концентрации электронов при ионизации в основном дивакансий ($\eta = 4,5$ см⁻¹), а $\Psi_{0,17}$ — *А*-центров ($\eta = 5$ см⁻¹). Из анализа приведенных на рис. 2 результатов следует:



Рис. 2. Температурная зависимость Ψ в зонных (*a*) и тянутых (*б*) кристаллах. Облучение: 1, 3, 4, 6 — протоны; 2, 5 — нейтроны. $1 - 3 - \psi_{0,17}$, $4 - 6 - \psi_{0,40}$. a) n_0 , см-3: 1, 2, 4, 5 — 6·10¹³; 3, 6 — 1,6·10¹⁵. б) n_0 , см⁻³: 1, 2, 4, 5 — 2·10¹³; 3, 6 — 3·10¹⁴

1. Температурная зависимость Ψ в большинстве случаев имеет одинаковый характер: Ψ слабо меняется с ростом температуры до начала ионизации РД и уменьшается при их ионизации. Однако из кривой $\Psi(T)$ для случая облучения нейтронами, в отличие от протонно-облученных кристаллов, нет участка с «постоянным» Ψ .

2. В зонных и тянутых кристаллах $\Psi_{0,40} > \Psi_{0,17}$, причем оба они выше в тянутом кремнии, чем в зонном.

3. На температурной зависимости $\Psi_{0,17}$ в тянутом материале имеется два участка уменьшения Ψ .

Объяснить эти результаты можно следующим образом. Уменьшение Ψ с ростом T обусловлено уменьшением заряда ОСД при ионизации дефектов. Различие значений $\Psi_{0,40}$ и $\Psi_{0,47}$ связано с градиентом по ОСД: $\Psi_{0,47}$ определяется дефектами, находящимися в периферийной части ОСД, а $\Psi_{0,40}$ в основном дивакансиями ядра, причем $\Psi_{\pi} > \Psi_{\pi}$. В зонном кремнии $\Psi_{0,40}$ представляет собой усредненное значение Ψ_{π} и Ψ_{π} , так как скорости введения E-центров и V_2 в этом материале сравнимы. Заметим, что после отжига (T = 370 - 430 K) E-центров в зонном кремнии $\Psi_{0,40}$ увеличивается и достигает его значения в тянутом кремнии.

Наличие двух участков уменьшения $\Psi_{0,17}$ в тянутых кристаллах связано, на наш взгляд, с присутствием *А*-центров не только в периферийной части ОСД, но и в ядре. Действительно, концентрация кислорода в этом материале достаточно велика, вследствие чего часть *А*-центров может образовываться в пределах ядра ОСД. Так как $\Psi_{\pi} > \Psi_{\pi}$, ионизация *А*-центров, находящихся в ядре ОСД, происходит при более низкой температуре, чем ионизация *А*-центров периферийной части ОСД.

Различный характер зависимостей $\Psi_{0,40}(T)$ в кристаллах, облученных протонами и нейтронами, обусловлен тем, что в ядре ОСД, образуемых нейтронами, имеется нейтральная часть, тогда как в ОСД, создаваемых протонами, она отсутствует. Этот вывод следует также из сравнения $\Psi_{0,40}$ в облученных протонами кристаллах различной степени легирования (см. рис. 2, кривые 4, 6): $\Psi_{0,40}$ в этих материалах близки между собой, хотя концентрации носителей заряда в них различаются больше, чем на порядок. В ОСД с нейтральной частью Ψ более сильно зависит от n_0 , так как уровень Ферми в таких ОСД занимает положение вблизи уровня частично заполненных РД, присутствующих в доминирующей концентрации, и не зависит от n_0 . Положение уровня Ферми в ОСД без нейтральной части зависит от положения уровня Ферми в «неповрежденной» матрице кристалла, и Ψ практически не меняется с ростом n_0 .

В таблице сведены результаты расчета У и вычисленные * на их

^{*} Скорость образования ОСД при облучении протонами рассчитывалась в предположении равенства сечений образования ОСД и ядерных реакций [1] и составила: 0,025 см⁻¹, а при нейтронном облучении — 0,15 см⁻¹ [4].

Вид облучения	Материал	п _о , см ⁻³	Ядро			Периферия		
			<i>ψ</i> , эВ	Радиус, А	Плотность РД, см ⁻³	ψ, э Β	Радиус, Å	Плотность РД, см ³
Нейтроны	зонный	3.1013	0,14	~130	$\sim 8 \cdot 10^{17}$	~0,03	~600	$\sim 1, 7 \cdot 10^{10}$
Нейтроны	тянутый	$2 \cdot 10^{13}$	0,14	~130	$\sim 8 \cdot 10^{17}$	~0,05	~ 300	$\sim 1, 2 \cdot 10^{17}$
Протоны	зонный	$1 \cdot 10^{13}$	0,11	1800	7.1015	0,02	15000	$2,7 \cdot 10^{13}$
Протоны	зонный	3.1013	0,11	1800	7 · 1015	0,023	~13000	$\sim 4, 3 \cdot 10^{13}$
Протоны	зонный	8.1013	0,11	1800	$7 \cdot 10^{15}$	0,025	~12000	$\sim 5,8 \cdot 10^{13}$
Протоны	зонныи	1,6.1015	0,11	1800	7.1015	0,03	9000	1,6.1014
Протоны	тянутый	$2 \cdot 10^{13}$	0,11	1800	$7 \cdot 10^{15}$	0,03	6000	2,8.1014
Протоны	тянутый	$5 \cdot 10^{13}$	0,11	1800	7 · 10 ¹⁵	0,033	6000	$2, 8 \cdot 10^{14}$
Протоны	тянутый	3.1014	0,11	1800	7 · 10 ¹⁵	0,04	5000	5,3.1014

Параметры ОСД в n-Si

основе значения размеров ОСД и плотности дефектов в них. Видно, что в ядре ОСД Ψ равен 0,11—0,14 эВ, а в периферийной части их — 0,03—0,05 эВ. Параметры ОСД, как следует из анализа приведенных в таблице данных, зависят от вида облучения (энергии E_A) и примесного состава кристаллов. При этом Ψ , размеры ядра и плотность дефектов

7,Å

в нем зависят только от ЕА, а периферии — от ЕА и концентрации примесей в кристаллах. Размер периферии, как видно, уменьшается, а плотность дефектов в ней, напротив, возрастает при увеличении концентрации легирующей (фосфор) и технологических (кислород, углерод) примесей, являющихся стоками для мигрирующих из ядра в процессе его формирования вакансий и междоузельных атомов кремния, т. е. при увеличении концентрации стоков длина диффузии вакансий и междоузельных атомов уменьшается.

В облученных протонами кристаллах размер ядер ОСД оказывается примерно на порядок больше, а плотность дефек-

Рис. 3. Зависимость раднусов ядра (1, 2) и периферии (3, 4) ОСД от температуры облучения в зонных (1, 4) и тянутых (2, 3) кристаллах

тов в них, напротив, меньше (на 2—3 порядка), чем в нейтронно-облученном кремнии. Это связано с тем, что средняя энергия создаваемых протонами остаточных ядер, а следовательно, и размер первичного каскада смещений, на месте которого формируется ОСД, намного превышает энергию атомов отдачи и размеры каскадов смещений, образующихся при облучении нейтронами.

Размеры ОСД, как показывают результаты экспериментов, зависят не только от содержания примесей в кристаллах и энергии протонов, но и от температуры облучения ($T_{\rm oбл}$). На рис. З показаны зависимости от температуры облучения радиусов ядра и периферийной части ОСД. Видно, что размеры периферийной части ОСД увеличиваются с ростом температуры облучения (при $T_{\rm oбл} > 450$ K), тогда как размеры ядра практически не зависят от $T_{\rm oбл}$. Возрастание размеров периферийной части ОСД с ростом $T_{\rm oбл}$ в зонных и тянутых кристаллах связано с увеличением скорости диффузии и времени жизни мигрирующих из ядра первичных РД (вакансий, междоузельных атомов), т. е. с увеличением длины их пробега. В тянутом кремнии это обусловлено, в первую очередь, увеличением длины пробега вакансий, которые образуют с атомами кислорода и ассоциациями C_sO_i соответственно А-центры и комплексы COV2, формирующие периферийную часть ОСД. В зонных кристаллах. возрастание размеров периферийной части определяется увеличением длины пробега как вакансий, так и междоузельных атомов кремния. За счет вакансий здесь происходит формирование Е-, А-центров, а за счет междоузельных атомов — комплексов C_iC_s. Заметим, что так как последние РД образуются в два этапа (через метастабильный в *n*-кремнии при этих температурах междоузельный углерод C_i), то увеличение размеров периферийной части ОСД с ростом Тобл может быть связано также с возрастанием длины пробега C_i . Независимость от $T_{\rm of, I}$ размеров ядра ОСД объясняется тем, что доминирующие дефекты ядра (дивакансии) создаются при облучении протонами в основном как первичные РД.

Следует отметить, что полученные в работе значения размеров образующихся при облучении протонами ОСД могут быть несколько завышены, а плотность дефектов в них соответственно занижена. Это связано с тем, что спектр энергий остаточных ядер, создаваемых высокоэнергетическими протонами, достаточно широк и простирается до значений в несколько десятков МэВ. При таких энергиях остаточных ядер первичный каскад смещений может состоять из нескольких подкаскадов из-за каналирования вторичных атомов отдачи [6]. Такое допущение подтверждается результатами выполненных нами электронно-микроскопических исследований облученных протонами образцов, которые показали, что ОСД в этом случае располагаются «цепочками» вдоль плоскостных каналов в решетке кремния, т. е. действительно образуются на месте подкаскадов. Учет каналирования в расчетах г и N* может быть произведен простой заменой в (4), (5) ус на lyc, где l — число подкаскадов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами.— М., 1972. 2. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и по-

лупроводниковых приборах.— М., 1969. 3. Кихпеtson V. I. and Lugakov P. F.— Phys. Stat. Sol. (a), 1982, v. 70,

p. 387.

р. 367. 4. Goleminov N. G., Kramer-Ageev E. A. and Mironov Y. A.— Phys. Stat. Sol. (a), 1975, v. 28, p. 371. 5. Крамер-Агеев Е. А., Миронов Ю. А.— В сб.: Влияние ионизирующих

излучений на свойства диэлектриков и полупроводников. М., 1979, с. 85.

6. Ленченко В. М., Акилов Ю. З.— Физ. и техн. полупров., 1971, т. 5, № 3, c. 397.

Поступила в редакцию 28.12.83.

НИИ ПФП

УДК 621.372.412

М. ПАТЕК, А. П. ХАПАЛЮК

ОТКРЫТЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР, УСЛОЖНЕННЫЙ ФОКУСИРУЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Параметры, определяющие пространственную структуру поля излучения лазеров, можно рассчитывать в параболическом приближении с помощью понятия эквивалентных резонаторов (ЭР) [1]. В настоящее время применяются сложные резонаторы с большим числом линз и других фокусирующих или дефокусирующих элементов, для описания которых необходимо большое число параметров. Такие усложненные резонаторы со специально подобранными параметрами могут также оказаться