

## Термоакцепторы в облученном кремнии

© В.Ф. Стась, И.В. Антонова, Е.П. Неустров, В.П. Попов, Л.С. Смирнов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 3 июня 1999 г. Принята к печати 23 июня 1999 г.)

Приводятся результаты сравнительного анализа условий формирования мелких акцепторных центров в кремнии, облученном электронами, нейтронами и высокоэнергетичными ионами в процессе высокотемпературного отжига. Показано, что введение достаточно большой, по сравнению с исходной концентрацией примесей и дефектов, концентрации радиационных нарушений решетки Si позволяет наблюдать возникновение термоакцепторов, стабильных вплоть до температуры отжига 650°C. Предполагается, что возникновение акцепторов обусловлено процессом взаимодействия фоновых акцепторных примесей (предположительно, бора) с вакансиями, "запасенными" в многовакансионных кластерах.

### Введение

Проблема трансформации дефектно-примесной подсистемы кремния в области рабочих температур микроэлектронных приборов и температур технологических обработок исключительно сложна. Основная причина этого — участие в перестройках неравновесных и неконтролируемых (или фоновых) примесей и генетических дефектов. Известно, что в зависимости от режимов и способов выращивания монокристаллов кремния они могут содержать в качестве преобладающих как вакансионные, так и межузельные дефекты [1]. Известно также, что основными примесями, всегда присутствующими в кристаллах кремния, являются кислород и углерод. Также не удается очистить монокристаллический кремний и от примеси бора [2]. Облучение кремния различными видами частиц является во многих случаях хорошим индикатором наличия неконтролируемых компонентов. Спектр дефектов, вводимый облучением различными частицами, включает образования от простейших точечных дефектов, вакансий ( $V$ ) и собственных межузельных атомов ( $I$ ) (облучение электронами с энергией  $E < 10$  МэВ [3]) до скоплений дефектов-кластеров (облучение нейтронами и ионами [3–6]). Поскольку прямая аннигиляция между дефектами  $V$  и  $I$  не является доминирующим процессом [7], происходит накопление точечных дефектов в виде более или менее сложных комплексов. Известно, что дефекты  $V$  и  $I$  взаимодействуют практически с любой примесью и другими несовершенствами кристаллической решетки [8]. Когда концентрации дефектов, введенных облучением, с одной стороны, и фоновых дефектов и примесей кристалла, с другой стороны, сравнимы, то в наибольшей степени проявляются индивидуальные свойства материала. Эти индивидуальные свойства будут определять трансформацию примесно-дефектной системы и при последующем отжиге облученного материала. В случае использования, с одной стороны, наиболее чистых (т.е. с минимальной концентрацией примеси и других несовершенств) кристаллов и, с другой стороны, частиц, вносящих в кристалл достаточно большое количество нарушений, можно создать условия для наиболее эффективного проявления свойств подсистемы дефектов

облученного кристалла. При облучении проводимость кремния стремится к собственной, но иногда, при использовании высокоомных кристаллов  $n$ -Si, отмечалось появление проводимости  $p$ -типа [3].

В настоящей работе проведено исследование условий формирования акцепторных центров при отжиге существенно различающихся (как по типу и концентрации легирующей примеси, так и по содержанию кислорода) кристаллов исходного кремния, облученного электронами, реакторными нейтронами и высокоэнергетичными ионами. Использование различных видов облучения (различных как по количеству смещений, так и по их плотности и пространственному распределению) позволило выявить взаимосвязь между мерой воздействия облучения на кристалл и концентрацией исходных примесей и дефектов, необходимую для формирования термоакцепторов.

### Методика эксперимента

В работе использовался кремний, выращенный методами Чохральского (Cz-Si) или зонной плавки (FZ-Si). Оба вида кремния имели  $n$ -тип проводимости. Исходные значения концентрации носителей заряда и их подвижности, а также содержание кислорода в образцах указаны в таблице или в подписях к рисункам. Облучение проводилось электронами с энергией 3.5 МэВ и дозами  $D = 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, нейтронами ( $D = 2.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> и  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> при комбинированном облучении) и ионами N<sup>+</sup> с энергией 16 МэВ ( $D = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, исходный материал — КДБ-30). Толщина образцов не превышала 1 мм. Проективный пробег ионов N<sup>+</sup> (16 МэВ) составлял  $R_p = 11.6$  мкм. Для исследований использовались измерения вольт-фарадных характеристик, концентрации и подвижности носителей заряда (методом Ван-дер-Пау) и емкостная спектроскопия глубоких уровней (DLTS). Термообработки проводились при температурах до 900°C. Для получения пространственного распределения дефектов по глубине применялось послойное травление кристаллов кремния в травителе HF:HNO<sub>3</sub> (1:100).

Концентрация и подвижность носителей в Si (при комнатной температуре), облученном электронами и нейтронами и отожженном при различных температурах  $T_{\text{ann}}$

Тип облучения	$T_{\text{ann}}, ^\circ\text{C}$	Тип проводимости	$p, n, \text{см}^{-3}$	Подвижность, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
Нейтроны, $D = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , $N_0 = 5.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	исх.	<i>n</i>	$2.6 \cdot 10^{13}$	1356
	100	<i>p</i>	$2.6 \cdot 10^{11}$	130
	300	<i>p</i>	$1.0 \cdot 10^{12}$	227
	460	<i>p</i>	$1.2 \cdot 10^{13}$	210
	600	<i>p</i>	$2.1 \cdot 10^{14}$	362
	650	<i>p</i>	$3.8 \cdot 10^{14}$	331
Нейтроны, $D = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , $N_0 = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$	исх.	<i>n</i>	$2.4 \cdot 10^{13}$	1392
	100	<i>p</i>	$3.8 \cdot 10^{11}$	132
	300	<i>p</i>	$5.4 \cdot 10^{11}$	257
	460	<i>p</i>	$8.0 \cdot 10^{12}$	174
	600	<i>p</i>	$4.2 \cdot 10^{14}$	166
	650	<i>p</i>	$3.0 \cdot 10^{14}$	332
Электроны, $D = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$	исх.	<i>n</i>	$3.5 \cdot 10^{13}$	1212
	375	<i>p</i>	$1.6 \cdot 10^{13}$	98
	425	<i>p</i>	$2.7 \cdot 10^{13}$	161
	475	<i>p</i>	$2.2 \cdot 10^{13}$	133
Электроны, $D = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$	исх.	<i>n</i>	$8.8 \cdot 10^{12}$	1194
	375	<i>p</i>	$4.4 \cdot 10^{13}$	250
	425	<i>p</i>	$6.6 \cdot 10^{13}$	253
	475	<i>p</i>	$9.5 \cdot 10^{13}$	201
Нейтроны ( $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) + электроны ( $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ )	исх.	<i>n</i>	$2.3 \cdot 10^{13}$	1389
	400	<i>p</i>	$4.5 \cdot 10^{13}$	71
Нейтроны ( $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) + электроны ( $D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ )	исх.	<i>n</i>	$1.8 \cdot 10^{13}$	1462
	400	<i>p</i>	$4.2 \cdot 10^{13}$	185
Нейтроны ( $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) + электроны ( $D = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ )	исх.	<i>n</i>	$1.8 \cdot 10^{13}$	1578
	400	<i>p</i>	$6.2 \cdot 10^{13}$	121
КДБ-40	исх.	<i>p</i>	$4.2 \cdot 10^{14}$	334

Примечание.  $N_0$  — концентрация кислорода; исх. — исходный кристалл; *p, n* — концентрации дырок и электронов соответственно; КДБ-40 — марка Si.

## Экспериментальные результаты

Облучение кремния типа FZ-Si электронами дозой  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  приводит к увеличению сопротивления до величины более  $3 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Отжиг "низкоомного" кремния ( $\rho_{\text{st}} \approx 200 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) показывает, что до  $T_{\text{ann}} = 200^\circ\text{C}$  сохраняется *n*-тип проводимости, затем следует переход в *p*-тип, возрастание концентрации дырок и резкий спад ее при  $T \approx 500^\circ\text{C}$  (рис. 1, кривая 1). "Высокоомный" материал *n*-типа ( $\rho_{\text{st}} \approx 800 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ), начиная с низких температур отжига, переходит в *p*-тип и увеличение концентрации дырок следует в 2 стадии (см. интервал  $T_{\text{ann}} \approx 300\text{--}400^\circ\text{C}$  на рис. 1, кривая 2).

Из рисунка видно, что концентрация акцепторов, формирующихся при отжиге более чистого и высокоомного материала, выше и они наблюдаются в более широком интервале температур.

При облучении реакторными нейтронами (рис. 2) непосредственно после облучения четко фиксируется *p*-тип проводимости образцов. Характер отжига и концентрации носителей практически не зависят от содержания кислорода в образцах. Концентрация дырок до температур  $T_{\text{ann}} \approx 250^\circ\text{C}$  существенно не изменяется. Начиная с  $T_{\text{ann}} \approx 300^\circ\text{C}$  концентрация дырок возрастает, имея тенденцию к насыщению при  $T_{\text{ann}} \approx 450\text{--}500^\circ\text{C}$ , но затем

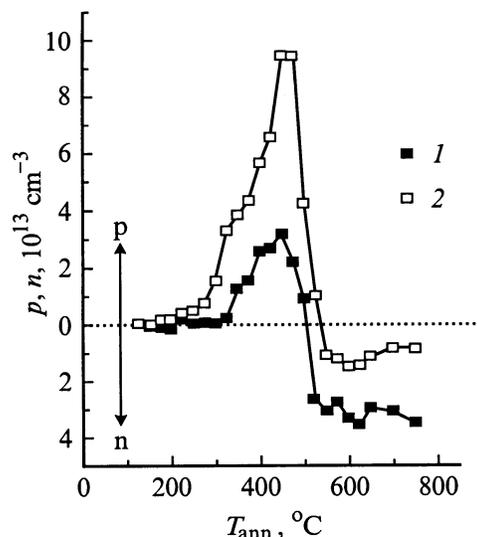


Рис. 1. Зависимости от температуры отжига  $T_{\text{ann}}$  концентрации носителей заряда для кристаллов FZ-Si, облученных электронами с энергией 3.5 МэВ дозой  $D = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Исходная концентрация электронов в кристаллах:  $n_{\text{st}}, 10^{13} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 3.5, 2 — 1. Вверх от пунктирной горизонтальной прямой отсчитывается концентрация дырок *p*, вниз — концентрация электронов *n*.

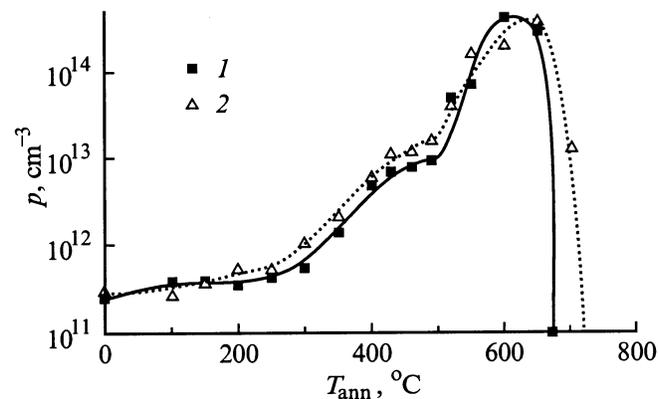


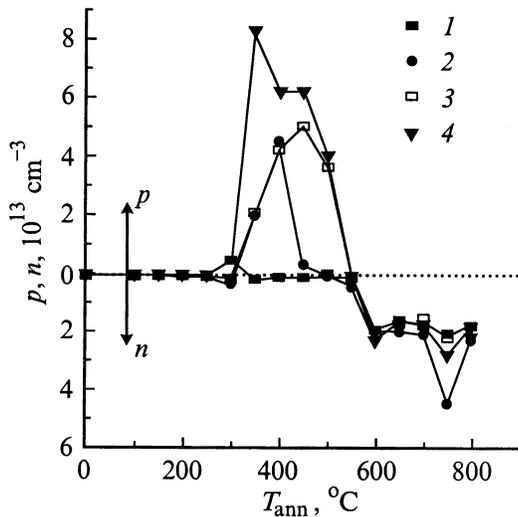
Рис. 2. Зависимости от температуры отжига  $T_{\text{ann}}$  концентрации дырок *p* для кристаллов Cz-Si (1) и FZ-Si (2), облученных быстрыми реакторными нейтронами дозой  $D = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . При температуре выше  $T_{\text{ann}} = 650^\circ\text{C}$  оба кристалла переходят в *n*-тип проводимости.

опять наблюдается резкий подъем концентрации дырок. После достижения максимума при  $T_{\text{ann}} \approx 600^\circ\text{C}$  концентрация дырок резко уменьшается (при  $T_{\text{ann}} > 650^\circ\text{C}$ ) и происходит конверсия типа проводимости.

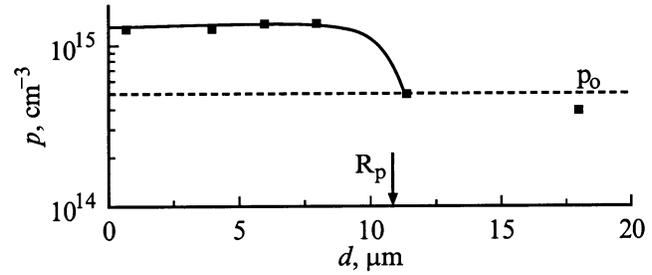
Облучение образцов FZ-Si ( $\rho_{\text{st}} \approx 200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) электронами дозой меньше  $D = 10^{16} \text{ см}^{-2}$  или нейтронами дозой меньше  $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$  не приводит к конверсии типа проводимости как при облучении, так и в процессе изохронного отжига. Однако при комбинированном облучении (нейтронами,  $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , затем электронами,  $D = 10^{15} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) в процессе изохронного отжига при температурах  $T_{\text{ann}} > 250^\circ\text{C}$  наблюдается проявление  $p$ -типа проводимости (рис. 3). Концентрация дырок возрастает с увеличением потока электронов. Однако температурный интервал стабильности акцепторов, как и в случае облучения только электронами, ограничен температурой отжига  $T_{\text{ann}} = 500^\circ\text{C}$ .

Аналогичное формирование дополнительных акцепторных центров имеет место и при высокоэнергетичной ионной имплантации после соответствующих отжигов. На рис. 4 и 5 представлены распределения по глубине  $d$  концентрации дырок в кристаллах, облученных ионами азота (16 МэВ) и отожженных при температурах 500 и  $570^\circ\text{C}$  соответственно. Видно, что пространственное распределение концентрации дырок сильно зависит от температуры отжига  $T_{\text{ann}}$ .

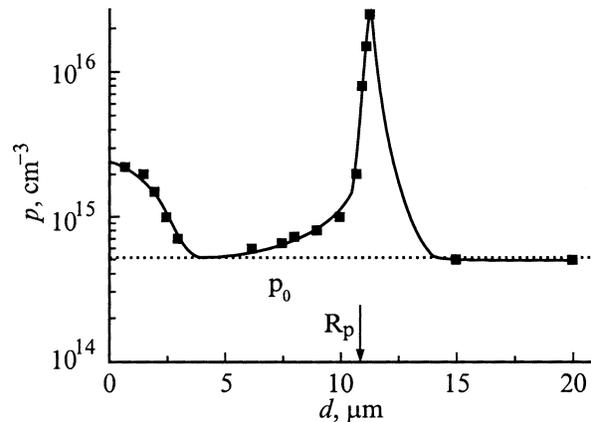
Во всех измеренных образцах, пока температура отжига не достигает  $T_{\text{ann}} \approx 600^\circ\text{C}$ , отмечаются низкие значения подвижности дырок (см. таблицу). Для сравнения в таблице приводится значение подвижности дырок в необлученных образцах Si марки КДБ-40. Отжиги при  $600-650^\circ\text{C}$  позволяют восстановить подвижность



**Рис. 3.** Зависимости от температуры отжига  $T_{\text{ann}}$  концентрации носителей заряда для кристаллов FZ-Si, облученных быстрыми реакторными нейтронами дозой  $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (1) и затем электронами дозами  $D, 10^{15} \text{ см}^{-2}$ : 2 — 1, 3 — 3, 4 — 10. Концентрация кислорода в исходных образцах  $N_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Шкалы для отсчета концентрации дырок  $p$  и концентрации электронов  $n$  расположены так же, как на рис. 1.



**Рис. 4.** Распределение по глубине  $d$  концентрации дырок в кристалле Cz-Si, имплантированном ионами  $\text{N}^+$  с энергией 16 МэВ и дозой  $D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , отожженном при температуре  $T_{\text{ann}} = 500^\circ\text{C}$  в течение 2 ч.  $R_p$  — проективный пробег ионов  $\text{N}^+$ .



**Рис. 5.** Распределение по глубине  $d$  концентрации дырок в кристалле Cz-Si, имплантированном ионами  $\text{N}^+$  с энергией 16 МэВ и дозой  $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , отожженном при температуре  $T_{\text{ann}} = 570^\circ\text{C}$  в течение 3.7 ч.  $R_p$  — проективный пробег ионов  $\text{N}^+$ .

носителей заряда при сохранении высокой концентрации высокотемпературных акцепторов.

Измерения по методу DLTS показали, что отжиг при температурах  $T_{\text{ann}} = 400-600^\circ\text{C}$  не вводит в нижней половине запрещенной зоны глубоких уровней. Единственный уровень, наблюдаемый при  $T_{\text{ann}} = 450-550^\circ\text{C}$  в верхней половине запрещенной зоны имплантированного Cz-Si, связан с введением термодоноров.

## Обсуждение

Проявление конверсии  $n$ -Si  $\rightarrow$   $p$ -Si после облучения наблюдается как при электронном, так и нейтронном воздействии (рис. 1, 2). Наиболее ярко эффект проявляется при последующих термообработках. Наблюдается четкая корреляция между появлением в кристалле подвижных вакансий и образованием акцепторных центров. Так, на рис. 1 видно, что после отжига при  $T_{\text{ann}} = 200-220^\circ\text{C}$  низкоомного материала отмечается  $p$ -тип проводимости

(при  $T_{\text{ann}} = 200^\circ\text{C}$  образец сохранял  $n$ -тип). Отжиг при температурах  $250\text{--}300^\circ\text{C}$  приводит к увеличению концентрации дырок (рис. 1–3). При этом следует отметить, что, как известно, отжиг тривакансий происходит при  $200 \div 220^\circ\text{C}$ , а при  $T_{\text{ann}} = 250\text{--}350^\circ\text{C}$  происходит исчезновение дивакансий и А-центров (комплексов кислород + вакансия в кислородосодержащем материале) [4,5,9]. Эти процессы приводят к появлению в объеме кристалла подвижных вакансий.

С чем же можно связать возникающие акцепторные центры? Сразу же можно отказаться от целого класса дефектов, связанных с межузельными атомами. Эти дефекты, как правило, проявляют себя как донорные или нейтральные центры. Исходя из данных рис. 2 нужно отказаться от дефектов, в состав которых входит кислород. Из чисто вакансионных дефектов по температурной стабильности не "подходят" также такие дефекты как дивакансии, тривакансии, тетравакансии. На первый взгляд, может показаться, что подходит, по крайней мере по температурной стабильности, пентавакансия (ЭПР-центр  $P1$ ), которая существует до температур  $T_{\text{ann}} \simeq 500^\circ\text{C}$ . Но пентавакансия обычно вводится при больших дозах нейтронов или ионов [10]. Также известно, что пентавакансия вносит в запрещенную зону глубокий уровень с энергией  $E_V + 0.44\text{ эВ}$  [11]. Однако имеются различия в толковании природы наблюдаемого центра  $P1$ . Так, авторы работы [12] считают, что дефекты  $V_{10}$  более соответствуют свойствам указанного центра  $P1$ . Проведенные нами DLTS-измерения показали, что в условиях существования акцепторных центров (по крайней мере выше  $T_{\text{ann}} = 400^\circ\text{C}$ ) в нижней половине запрещенной зоны отсутствуют центры с глубокими уровнями. Можно предположить, что это дефекты, включающие легирующую примесь фосфора (рис. 1, 3), т.е. дефекты типа  $E$ -центров (атом фосфора + вакансия), но более сложные по структуре и включающие более одной вакансии. Но и это предположение также не подходит, поскольку максимальная концентрация акцепторных центров существенно превосходит исходную концентрацию фосфора (рис. 1, таблица), даже если учитывать возможную компенсацию основной легирующей примеси.

Если ни один из известных радиационных дефектов нельзя сопоставить с возникающими акцепторными центрами, то логично предположить, что мы имеем дело с примесным атомом III группы, и наиболее вероятным кандидатом является бор. Бор — это примесь, которая всегда содержится в кремнии, даже в ультрачистом [2], и, находясь в узле кристаллической решетки, вносит в запрещенную зону мелкий уровень. Но часть бора находится в электрически неактивном состоянии, и до сих пор неизвестно, что собой представляет это электрически неактивное состояние. При облучении бор, находящийся в узле решетки ( $B_S$ ), эффективно взаимодействует с межузельным атомом кремния ( $I$ ), образуя межузельный бор ( $B_I$ ) по реакции,



При наличии подвижных вакансий ( $V$ ) возможна реакция типа: постанова  $B_I$  в узловое положение  $B_S$



Поскольку прямая аннигиляция дефектов  $V$  и  $I$  затруднена [3,7], возможны либо аннигиляция на центрах, когда поочередно проходят реакции типа (1) и (2), либо накопление (коагуляция) дефектов. Существование дефектов, включающих в себя относительно большое количество вакансий (больше 5), явствует из данных по исследованию методом ЭПР кремния, облученного нейтронами [13]. Имеются расчетные работы [12], где приводятся некоторые предполагаемые свойства стабильных многовакансионных кластеров ( $V_6, V_{10}$ ). Поскольку дефекты  $V$  и  $I$  вводятся облучением в равных концентрациях, при коагуляции вакансий возникает избыток межузельных атомов кремния  $I$ , и они с необходимостью образуют дефекты, из которых часть является парамагнитными центрами [14], другая же часть проявляется в электронно-микроскопических исследованиях (см. например, [15]). Таким образом, после облучения в результате протекания реакций типа (1) в объеме кристалла образуется электрически неактивный бор, который, взаимодействуя с вакансионными дефектами в процессе последующего отжига, может переходить в электрически активное состояние. Для этого необходимы условия, когда возможна коагуляция еще при облучении существенной доли генерируемых вакансий. Это возможно при больших дозах облучения электронами "чистого" кремния (т.е. содержащего небольшую концентрацию центров аннигиляции, чтобы аннигиляция не была доминирующим процессом) или при использовании облучения с большой скоростью генерации простейших дефектов ( $V$  и  $I$ ), такого как облучение нейтронами, ионами. В этих случаях появление акцепторных центров наблюдается и в чистом кремнии (рис. 1, 3), и в кремнии, выращенном методом Чохральского (рис. 2, 4, 5).

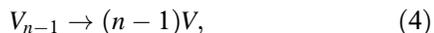
С нашей точки зрения, наблюдение за изменением концентрации термоакцепторов позволяет судить о процессах, происходящих в кристалле при термообработках. Если концентрация акцепторов уменьшается, значит есть основания считать, что в объеме появились подвижные дефекты  $I$  и преобладает реакция (1), увеличение же концентрации акцепторов предполагает прохождение реакции (2) и, соответственно, существование подвижных вакансий.

Изложенные выше представления позволяют понять процессы, происходящие при термообработках независимо от вида воздействия: электроны, ионы, нейтроны. При температурах отжига выше  $250^\circ\text{C}$  за счет распада дивакансий (а в кислородосодержащем кремнии и А-центров) происходит поступление вакансий, протекает реакция (2) и наблюдаемая концентрация дырок достигает максимума (рис. 1, 3) или имеет тенденцию к насыщению (рис. 2). Особенно показательна кривая 2 на рис. 1 — здесь проявляется некоторый перегиб на зависимости  $p(T_{\text{ann}})$ , достижение максимума, резкий спад

концентрации дырок и переход в  $n$ -тип проводимости. Уменьшение концентрации дырок свидетельствует о доминировании реакции (1). Но ход кривой 2 рис. 1 вызывает необходимость предполагать, что дефекты  $I$  взаимодействуют и с крупными (стабильными) вакансионными комплексами, т.е. протекает реакция



Но стабильность комплекса  $V_{n-1}$  меньше стабильности комплекса  $V_n$ , в результате чего может происходить распад



и наблюдается ситуация, когда в объеме кристалла одновременно существуют подвижные дефекты  $V$  и  $I$ . При этом возможна обратная реакция, заканчивающаяся стабильной конфигурацией



Пока преобладает реакция (2), мы видим увеличение концентрации дырок (рис. 1, кривая 2). Когда поступление вакансий за счет реакции (4) ослабевает, но генерация  $I$  продолжается, то начинает преобладать реакция (1) и происходит резкое уменьшение концентрации дырок. Если же исчерпана концентрация центров, генерирующих дефекты  $I$ , то наблюдается насыщение зависимости концентрации акцепторов от  $T_{\text{ann}}$ .

Распределение концентрации акцепторов по объему кристалла, судя по рис. 4, на макроуровне достаточно однородно. Однако при уменьшении концентрации запасенных вакансий (например, за счет прохождения реакций (3) и (4)) акцепторы сохраняются лишь там, куда преимущественно стекают вакансии (рис. 5).

Данные рис. 3 свидетельствуют, что коагуляция более эффективна при гетерогенном зарождении. Предварительное облучение нейтронами ( $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ), не приводящее само по себе к конверсии типа проводимости, вводит центры (например, разупорядоченные области), которые являются стоками для вакансий. Последующее облучение электронами даже малой дозой способствует эффективному разделению дефектов  $V$  и  $I$  и созданию условий для формирования акцепторов.

При электронном облучении большая часть межзельных дефектов отжигается при температуре  $T_{\text{ann}} \simeq 500^\circ\text{C}$  [16]. В результате именно при этой температуре отжига в кристалле появляются свободные междоузлия, которые взаимодействуют с вакансионными кластерами и происходит восстановление исходной проводимости образцов. При более сильном воздействии (нейтроны, ионы) основной отжиг межзельных дефектов имеет место при более высоких температурах  $T_{\text{ann}} \simeq 650^\circ\text{C}$  (рис. 2, 4, 5 и данные работы [16]). Какие именно дефекты поставляют подвижные  $I$  на этой стадии в настоящее время неизвестно, но тот факт, что на этой стадии имеются подвижные  $I$ , подтверждается большой скоростью образования стабильных межзельных дефектов, хорошо изученных методами электронной

микроскопии [15]. Наиболее вероятно, что именно поток подвижных дефектов типа  $I$  вызвал перераспределение концентрации дырок в образцах, облученных ионами (рис. 4, 5), что является наглядным подтверждением прохождения реакций (1)–(5).

И в заключение обсудим еще один вопрос — почему наблюдаются низкие значения подвижности дырок (см. таблицу). Обычными механизмами рассеяния столь низкие значения подвижности при малых значениях концентрации дырок объяснить нельзя. Такие низкие значения подвижности дырок характерны для образцов с сильно неоднородным потенциальным рельефом. Этот потенциальный рельеф может быть обусловлен или наличием крупных заряженных дефектов или неоднородным распределением концентрации дырок. Последнее представляется наиболее вероятным. Так, например, при нейтронном облучении равномерно по объему вводятся разупорядоченные области (скопление вакансий), окруженные оболочкой из межзельных атомов [3], т.е. налицо неоднородное распределение вакансионных и межзельных дефектов, а следовательно, и возможность флуктуаций в распределении концентрации дырок. Низкие значения подвижности не являются характерными только для дырок. Если облучать FZ-Si ( $\rho_{\text{st}} \simeq 200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) малой дозой электронов (например,  $D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ), то образец сохранит  $n$ -тип проводимости, но при термообработках при  $T_{\text{ann}} = 450\text{--}500^\circ\text{C}$  резко уменьшается концентрация электронов и измеренные величины подвижности электронов принимают значения порядка  $400 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и даже менее.

Как следует из экспериментальных данных, бор, предположительно участвующий в образовании термоакцепторов, не проявляется (не активируется) при дальнейших высокотемпературных термообработках ( $T_{\text{ann}} \geq 900^\circ\text{C}$ ). Это скорее всего связано с тем, что исходно в кристалле электрически неактивная (фоновая) компонента примеси бора присутствует не в виде отдельных атомов в межзельном положении, а в виде стабильных комплексов бора с другими примесями (например, с углеродом). Появление в кристалле крупных вакансионных кластеров создает условия для активации бора, встроенного в комплекс (кластер). Потоки межзельных атомов и их аннигиляция с вакансиями опять приводят к переводу комплекса (кластера) в исходное положение в решетке. Поэтому во всех изложенных выше представлениях о формировании и отжиге термоакцепторов подразумевалось участие бора именно в том виде, в каком он присутствует как электрически неактивная компонента в кристалле кремния.

## Заключение

В работе проведен анализ условий формирования мелких акцепторных центров в процессе высокотемпературного отжига облученного кремния. В результате

выявлены следующие закономерности трансформации подсистемы дефектов при отжиге.

1. Формирование термоакцепторов наблюдается до температур отжига  $T_{\text{ann}} \simeq 650^\circ\text{C}$  и предположительно связано с активацией атомов бора (всегда присутствующих в кремнии в электрически неактивном состоянии) и вакансиями, запасенными в многовакансионных скоплениях.

2. Наличие потока собственных межузельных атомов кремния способствует необратимому отжигу дефектов. Можно выделить стадии отжига по крайней мере при температурах  $T_{\text{ann}} \simeq 450$  и  $650^\circ\text{C}$ .

Авторы благодарны Т.А. Белых за облучение образцов ионами азота.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, гранты № 96-02-19385 и № 96-15-97272.

## Список литературы

- [1] V.V. Voronkov, R. Falster, J.C. Holzer. *Electrochem. Proc.*, **97**(22), 3 (1997).
- [2] M.C. Ohmer, J.E. Lang. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 750 (1979).
- [3] *Вопросы радиационной технологии полупроводников*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980).
- [4] A. Agarwal, K. Christinsen, D. Venables, D.M. Maher, G.A. Rozgonyi. *Appl. Phys.*, **69**(25), 3899 (1996).
- [5] B.G. Svensson, C. Jagadish, A. Hallen, J. Lalita. *Phys. Rev. B*, **55**, 10 498 (1997).
- [6] R.A. Brown, O. Kononchuk, G.A. Rozgonyi. S. Koveshnikov, A.P. Khights, P.J. Simpson, F. Gonzales. *J. Appl. Phys.*, **84**, 2459 (1998).
- [7] L.I. Fedina, A.K. Gutakovskii, L.A. Aseev. *Phys. Mag. A*, **77**(2), 423 (1998).
- [8] B.C. MacEvoy, G. Hall, K. Gill. *Phys. Rev. A*, **374**, 12 (1996).
- [9] J.W. Corbett, J.C. Bourgoin, L.J. Cheng, J.C. Correlli, J.H. Lee, P.M. Moonney, C. Weigel. In: *Radiation Effects in Semiconductors*, Conf. Ser. N 31 (Bristol-London, 1976),
- [10] J.H. Lee, P.R. Brosious, J.W. Corbett. *Rad. Eff.*, **22**, 69 (1974).
- [11] В.Ф. Стельмах, В.П. Толстых, Л.В. Цвирко. *ФТП*, **19**(10), 1860 (1985).
- [12] D.J. Chadi, K.J. Chang. *Phys. Rev. B*, **38**, 1523 (1988).
- [13] *Физические процессы в облученных полупроводниках*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1977).
- [14] G.H. Hastings, S.K. Esteicher, P.A. Fedders. *Phys. Rev. B*, **56**, 1025 (1997).
- [15] А.Л. Асеев, Л.И. Федина, Д. Хеэль, Х. Барч. *Скопления межузельных атомов в кремнии и германии* (Новосибирск, Наука, 1991).
- [16] J.H. Lee, J.W. Corbett, N.N. Gerasimenko. *Phys. Rev. B*, **14**, 4506 (1976).
- [17] А.В. Двуречинский, А.А. Каранович, Р. Гритцшель, Ф. Херрман, Р. Кеглер, А.В. Рыбин. *ФТТ*, **40**(2), 217 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

## Thermal acceptors in an irradiated silicon

V.F. Stas, I.V. Antonova, E.P. Neustroev, V.P. Popov, L.S. Smirnov

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Formation of shallow acceptor centres have been found to occur in silicon irradiated by high doses of electrons, neutrons and high energy ions throughout a high-temperature annealing. The comparison of condition of the thermal acceptors introduction for different type of irradiation is made. Relation between radiation displacements and concentration of as-grown defects and impurities which necessary for acceptor introduction is found. Acceptor is suggested to be multi-vacancy cluster activated by background impurities (most likely by boron atoms).