

Уровни вакансий и межузельных атомов в запрещенной зоне кремния

© В.В. Лукьяница

Белорусский государственный медицинский университет,
220116 Минск, Белоруссия

(Получена 13 мая 2002 г. Принята к печати 22 июля 2002 г.)

На основе анализа вторичных процессов радиационного дефектообразования в кристаллах кремния с зарядозависимыми селективными ловушками для вакансий и межузельных атомов проведена дифференциация их энергетических уровней, ранее определенных по влиянию условий облучения на скорость аннигиляции элементарных первичных дефектов. Установлено, что в запрещенной зоне кремния вакансиям с большой вероятностью принадлежат уровни $\sim E_c - 0.28$ эВ и $\sim E_c - 0.65$ эВ, а собственному межузельному атому — $\sim E_c - 0.44$ эВ, $\sim E_c - 0.86$ эВ и, предположительно, $\sim E_c - 0.67$ эВ.

1. Введение

При исследовании дефектов в кремнии сложилась парадоксальная ситуация: свойства элементарных первичных дефектов (ЭПД) — вакансий V и межузельных атомов I — изучены в меньшей степени, чем свойства ряда комплексов дефектов, в образовании которых они участвуют [1–5]. Характерным свидетельством этого является не решенная до сих пор проблема спектра энергетических уровней ЭПД [1–7]. Трудности его определения обусловлены малым временем жизни V и I в свободном состоянии, что связано с высокой подвижностью в условиях облучения и большой реакционной способностью этих дефектов, которые эффективно взаимодействуют между собой и с атомами легирующих и фоновых примесей в кремнии.

Понижение температуры облучения до $T \lesssim 20$ К позволило стабилизировать свободную вакансию и изучить некоторые ее свойства, в том числе установить, что вакансия V может находиться в пяти зарядовых состояниях (V^{2-} , V^- , V^0 , V^+ , V^{2+}) [8], определить температуру отжига ($T = 70$ – 200 К) и энергию миграции (0.18 – 0.45 эВ) в зависимости от зарядового состояния [9,10], а также положение двух энергетических уровней в p -Si [9,11] (по поводу уровней V в n -Si пока нет единого мнения [3–6]). Кроме того, было показано, что вакансии в p -Si (зарядовые состояния V^{2+} , V^+ и V^0) присущи свойства „систем Андерсона с отрицательной корреляционной энергией“, приводящие к инверсии в положении ее донорных уровней [12,13], а также выполнены эксперименты по обоснованию и определению энергетических параметров (ϵ_L , U_C , E_{JT}) модели такой системы [12,14–16]. И тем не менее имеющихся сведений недостаточно, поэтому изучение свойств вакансии в кремнии и ее роли в процессах радиационного дефектообразования в кристаллах n - и p -типа непрерывно продолжается [6,10].

Попытки же „заморозить“ созданные облучением собственные межузельные атомы и тем самым увеличить время их жизни в свободном состоянии не увенчались успехом. Действительно, даже при весьма низких

температурах облучения ($T_{irr} = 0.5$ – 20 К) были обнаружены радиационные изменения свойств кристаллов кремния [17], которые впоследствии были объяснены ионизационно-стимулированной атермической диффузией I [18]. Выполненные впоследствии расчеты подтвердили малую величину так называемого миграционного барьера межузельного атома кремния [19]. Поочередный захват генерируемых облучением электронов и дырок приводит к изменению зарядового состояния собственного межузельного атома $I^{2+} \rightarrow I^0 \rightarrow I^{2+}$ с переходом его из тетраэдрической позиции в гексагональную, а затем в новую тетраэдрическую позицию. Такая длиннопробегная миграция I может заканчиваться вытеснением атомов примесей замещения элементов III группы (B, Al, Ga) и углерода из узлов кристаллической решетки кремния в межузельное положение (механизм Воткинса) [8,20,21].

Анализ результатов экспериментальных исследований по закалке и облучению кремния с позиций амфотерности I в теоретической модели Блаунта [22] привел авторов работы [23] к заключению, что в p -Si собственный межузельный атом имеет донорный уровень $\sim E_v + 0.4$ эВ. Однако позже было установлено, что такой же уровень принадлежит закалочному примесному дефекту, представляющему собой межузельный атом железа [24]. Последнее поставило под сомнение выводы работы [23] о принадлежности уровня $\sim E_v + 0.4$ эВ собственному межузельному атому кремния. Действительно, затем было показано, что экспериментально наблюдаемые дефекты в ЭПР-спектрах (Si-P6, Si-B3, Si-G25 и Si-L1), связанные с собственными межузельными атомами [8,25–27], имеют сложную природу и в лучшем случае представляют собой сдвоенные межузельные центры в различных геометрических конфигурациях [5,27,28]. Поэтому вопрос об энергетических уровнях и зарядовых состояниях межузельного атома кремния I^- , I^0 , I^+ и I^{2+} оставался открытым [5,6]. Как полагают, состояния I^0 , I^+ и I^{2+} могут также образовывать систему с отрицательной корреляционной энергией.

В недавней работе [29] представлены результаты исследований по определению спектра энергетических уровней ЭПД в запрещенной зоне кремния. В основе этих исследований, лишенных недостатков и сложностей опытов по закалке и низкотемпературному облучению кремния, лежало нахождение зависимости скорости прямой аннигиляции ЭПД от их зарядового состояния. Из совместного анализа состояний атомной и электронной подсистем кристалла при вариации условий его облучения быстрыми электронами (интенсивности J или температуры T_{irr}) установлено, что свободные компоненты пар Френкеля имеют следующие уровни: $E_1 \approx E_c - 0.28$ эВ, $E_2 \approx E_c - 0.86$ эВ, $E_3 \approx E_c - 0.44$ эВ и $E_4 \approx E_c - 0.65$ эВ со средней точностью ± 0.04 эВ.

Цель данной работы заключается в определении найденных уровней ЭПД, т. е. в установлении их принадлежности дефектам V или I .

2. Методика эксперимента

Определение энергетических уровней ЭПД проводилось на основе анализа вторичных процессов радиационного дефектообразования с участием зарядозависимых селективных стоков (ловушек) для свободных вакансий и межузельных атомов. Как известно [1], изменение зарядовых состояний реагирующих компонентов приводит к изменению эффективности захвата ЭПД такими ловушками. В эксперименте это проявляется как резкое ступенчатое возрастание или уменьшение скоростей образования (η) вторичных радиационных дефектов (РД) или даже как смена доминирующего канала дефектообразования. При этом учитывалось, что анализируемые вторичные процессы могут „маскироваться“ первичными процессами прямой аннигиляции ЭПД, вероятность (скорость) которой также зависит от их зарядовых состояний и определяет „выход“ свободных дефектов V и I , способных участвовать во вторичном дефектообразовании. Для того чтобы в явном виде вычленил вторичные процессы, проводилась нормировка скоростей образования вторичных РД на скорость (эффективность) „выхода“ свободных V и I после их прямой аннигиляции.

В качестве селективных ловушек для свободных вакансий и собственных межузельных атомов использовались соответственно примеси фосфора и бора в кремнии. Являясь донорной примесью в кремнии, фосфор положительно заряжен (P_s^+), а бор, как акцептор, заряжен отрицательно (B_s^-). Атомы обеих этих примесей имеют „мелкие“ энергетические уровни вблизи границ запрещенной зоны кремния, в силу чего они не изменяют свои зарядовые состояния в условиях наших экспериментов. Поэтому наблюдаемые изменения эффективности взаимодействия фосфора и бора с ЭПД однозначно будут связаны с перезарядкой последних. Взаимодействие V с ионами P^+ приводит к образованию устойчивых E -центров (акцепторный уровень с энергией $E_c - 0.42$ эВ), а дефекты I вытесняют атомы бора из

узлов кристаллической решетки по механизму Воткинса ($B_s + I \rightarrow B_I$), переводя их в электрически неактивное состояние. Причем как образование E -центров, так и потеря электрической активности атомами бора легко регистрируются в эксперименте.

Помимо примесных атомов фосфора и бора использовались и другие ловушки для дефектов V и I . Весьма эффективными ловушками для свободных вакансий являются скопления примесей и дефектов (ПДС) межузельного типа, формирующиеся в объеме бездислокационного кремния, выращенного методом зонной плавки [30]. Окруженные полями упругих напряжений, областью пространственного заряда и примесной атмосферой, состоящей в основном из атомов кислорода и углерода, ПДС захватывают подвижные вакансии. В результате последующего взаимодействия вакансий V с атомами кислорода происходит накопление A -центров (РД с акцепторным уровнем $E_c - 0.18$ эВ) в примесной атмосфере ПДС, которая характеризуется повышенным (по сравнению с матрицей кристалла $N_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) содержанием кислорода ($N_0 > 8 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$). Как ожидается, перезарядка вакансий приведет к изменению эффективности их захвата дефектами ПДС (обладающими отрицательным зарядом), что в свою очередь вызовет изменение скорости образования A -центров (η_A). Собственные межузельные атомы могут захватываться „врожденными“ дефектами двух типов, имеющими энергетические уровни $\sim E_v + 0.18$ эВ и $\sim E_v + 0.30$ эВ [31]. Первые характерны для p -Si, выращенного по методу Чохральского, и представляют собой, как предполагается [31], комплексы C_s-O_I , которые взаимодействуют с дефектами I с образованием комплексов C_I-O_I (уровень $E_v + 0.35$ эВ) согласно квазихимической реакции: $(C_s-O_I) + I \rightarrow (C_I-O_I)$. Вторые присутствуют в кристаллах p -Si, выращенного зонной плавкой, и способны взаимодействовать с межузельными атомами, находящимися только в определенном зарядовом состоянии (что важно для цели данной работы) [31]. В результате такого взаимодействия „врожденные“ дефекты трансформируются в электрически неактивные комплексы и выводятся из облученного кристалла.

В связи с этим использовались бездислокационные и малодислокационные ($N_V = 10^{-4}$ см $^{-2}$) кристаллы кремния n - и p -типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho = 4.5-40\,000$ Ом·см, выращенные вытягиванием из расплава в тигле по методу Чохральского („тигельные“) и зонной плавкой в вакууме или атмосфере аргона („зонные“).

Генерация ЭПД в исследуемых образцах ($12 \times 2.5 \times 1.5$ мм) проводилась электронным ($E_e = 9.8$ МэВ, $t_{\text{imp}} = 1$ мкс, скважность $\sim 10^4$) или γ -облучением ($E_\gamma = 1.25$ МэВ). При этом стабилизация и необходимые изменения зарядовых состояний V и I осуществлялись в процессе облучения посредством изменения неравновесной концентрации носителей заряда при вариации интенсивности облучения или изменения

исходной равновесной концентрации носителей заряда (n_0, p_0) в кристаллах или предварительной компенсации.

Результаты получены из холловских измерений и последующего анализа по уравнению электронейтральности температурных зависимостей концентрации носителей заряда ($T = 80-400$ К) в исходных и облученных образцах [32]. При этом определялись скорости образования РД ($\eta = N/\Phi$, где N — концентрация РД, Φ — поток облучения) и коэффициенты радиационного изменения концентрации носителей заряда $K_n = (n_0 - n_\Phi)/\Phi$, $K_p = (p_0 - p_\Phi)/\Phi$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Уровень E_1

Уровень ЭПД с энергией $E_1 \approx E_c - 0.28$ эВ находится в верхней половине запрещенной зоны кремния и может проявляться в процессах радиационного комплексообразования в кристаллах n -Si, легированного фосфором. Поскольку вакансии в n -Si имеют зарядовые состояния V^{2-} , V^- и V^0 , а ионы фосфора P^+ являются доминирующими стоками для них в „зонных“ кристаллах, изменение зарядового состояния вакансии практически не изменит скорости образования E -центров в таком материале. Последнее исключает возможность получения необходимой информации при проведении опытов с перезарядкой вакансий в n -Si. По этой же причине не подходит и „тигельный“ n -Si, где основными ловушками для вакансий являются нейтральные атомы кислорода. Для преодоления отмеченной трудности было решено использовать дополнительные „зарядочувствительные“ вакансионные стоки, которые составили бы заметную конкуренцию фосфору по захвату свободных вакансий. В качестве таких конкурирующих стоков использовались ПДС, присутствующие в бездислокационных „зонных“ кристаллах n -Si.

На рис. 1 представлены типичные зависимости скорости образования РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ ($\eta_{0.17}$) от интенсивности электронного облучения для образцов бездислокационного кристалла с ПДС (кривая 1) и для малодислокационного (контрольного) n -Si (кривая 2), полученных зонной плавкой соответственно в атмосфере аргона („аргонный“) и в вакууме („вакуумный“). В контрольном материале образование ПДС предотвращается наличием ростовых дислокаций [30], а РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ преимущественно представляют собой комплексы межузельного типа: (межузельный углерод)–(узловой углерод)–(C_i-C_s) с уровнем $E_c - 0.16$ эВ [33]. В бездислокационном „аргонном“ n -Si РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ — это совокупность комплексов C_i-C_s и A -центров, образующихся с сопоставимыми (почти равными) скоростями [34]. По этой причине скорость этих РД $\eta_{0.17}$ в бездислокационных кристаллах (η_{df}) выше,

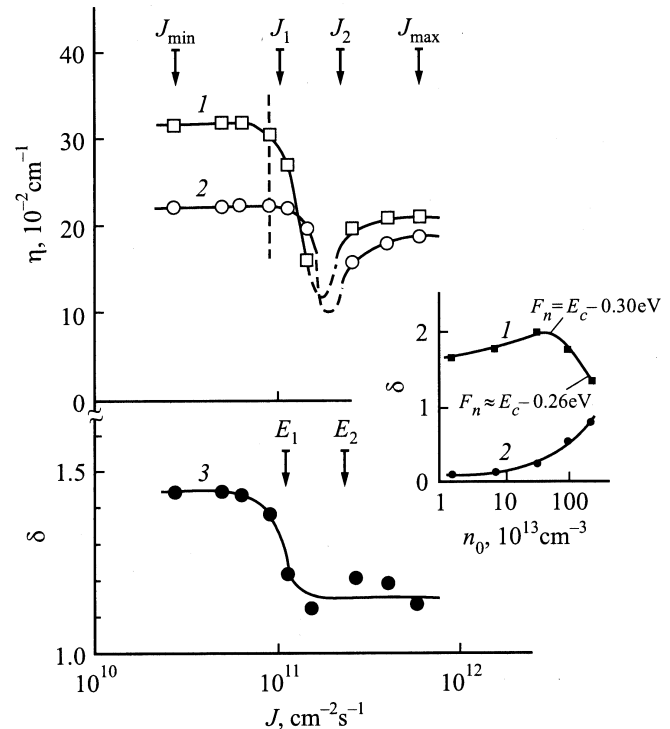


Рис. 1. Зависимости скоростей образования радиационных дефектов (РД) с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ в „зонном“ n -Si ($n_0 = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$) от интенсивности электронного облучения: 1 — для кристаллов со скоплениями примесей и дефектов (ПДС), 2 — для контрольных кристаллов, 3 — нормированная зависимость δ для кристаллов с ПДС. На вставке — нормированные зависимости скоростей образования РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ (кривая 1) и E -центров (кривая 2) в γ -облученных кристаллах с ПДС от исходной концентрации носителей заряда.

чем в контрольных (η_{control}) при всех интенсивностях облучения.

Как показывают оценки [29], при увеличении интенсивности облучения сначала (при интенсивности облучения J_1) происходит перезарядка элементарных первичных дефектов (ЭПД) с уровнем $E_1 \approx E_c - 0.28$ эВ, а затем (при интенсивности J_2) — ЭПД с уровнем $E_2 \approx E_v + 0.24$ эВ. Вследствие этих процессов немонокотным образом (см. минимумы на рис. 1, кривые 1 и 2) изменяется эффективность прямой аннигиляции ЭПД. Проведенный анализ показывает, что при этом изменяется и эффективность протекания вторичных процессов с участием перезаряжающихся ЭПД. Об этом свидетельствует уменьшение соотношения $\delta = \eta_{df}/\eta_{\text{control}}$ от 1.44 до 1.14 при увеличении интенсивности от J_{min} до J_{max} . Кроме того, в области минимумов на кривых 1 и 2 имеет место сдвиг начала уменьшения η_{df} в сторону меньших J по сравнению с η_{control} (рис. 1). Оба этих экспериментальных факта находят объяснение с единой точки зрения, если допустить, что при изменении (на более отрицательное) зарядового состояния вакансий про-

исходит уменьшение скорости образования А-центров в примесной атмосфере ПДС. Последнее может быть связано либо с уменьшением притока вакансий к ПДС из-за кулоновского взаимодействия (отталкивания), либо с увеличением „прилипания“ вакансий на границе раздела (включение (ПДС))–(матрица кристалла) [34]. В любом случае вызванное перезарядкой вакансий резкое снижение скорости образования А-центров η_A не только приводит к уменьшению η_{df} и, следовательно, δ на участке насыщения при $J = J_{max}$, но и в сочетании с уменьшением скорости $\eta_{0,17}$, обусловленным возрастанием скорости аннигиляции ЭПД при перезарядке V , проявляется в эксперименте в виде отмеченного сдвига начала уменьшения η_{df} по сравнению с аналогичным уменьшением $\eta_{control}$.

Полагая, что зависимость $\eta_{0,17} = f(J)$ в контрольном материале (кривая 2) отражает „выход“ свободных ЭПД после их прямой аннигиляции, проведем нормировку $\eta_{df} = f(J)$ (кривая 1) на эту зависимость. В результате такой нормировки получаем функцию $\delta = (\eta_{df}/\eta_{control}) = f(J)$ (кривая 3), которая исключает из рассмотрения изменения η_{df} , обусловленные зависимостью скорости прямой аннигиляции ЭПД от J , и поэтому характеризует только вторичные процессы накопления А-центров в кристаллах с ПДС. Как видно, резкое изменение скорости образования А-центров, в состав которых входят V , происходит при вариациях интенсивности облучения вблизи значения J_1 , т.е. тогда, когда перезарядается энергетический уровень ЭПД, обозначенный как E_1 .

Отсюда следует, что уровень $E_1 \approx E_c - 0.28$ эВ принадлежит вакансиям.

В пользу сделанного заключения свидетельствуют данные по накоплению РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ и Е-центров (комплексы фосфор–вакансия) в γ -облученных кристаллах с ПДС и контрольных кристаллах в зависимости от исходной концентрации носителей заряда n_0 (см. вставку на рис. 1). Приведенные кривые представляют собой зависимости $\eta_{0,17} = f(n_0)$ и $\eta_E = f(n_0)$ для кристаллов с ПДС, нормированные на зависимости от n_0 скорости образования таких же РД в контрольном материале, при выращивании которого из-за наличия дислокаций ПДС не образуются. Эксперимент подтвердил ожидаемое при перезарядке вакансионного уровня E_1 (с ростом n_0 от $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) уменьшение (за счет η_A) нормированной зависимости $\delta_{0,17} = f(n_0)$ при одновременном увеличении нормированной зависимости $\delta_E = f(n_0)$. Действительно, в кристаллах с $n_0 < 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ нормированные скорости образования Е-центров (δ_E) и РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ ($\delta_{0,17}$) существенно различаются, что связано с эффективным захватом вакансий ПДС. Однако при $n_0 > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ они становятся сравнимыми и почти достигают скоростей образования этих РД в контрольном материале. Это вызвано тем, что с ростом n_0 уровень Ферми F_n при своем перемещении

от $E_c - 0.30$ эВ до $E_c - 0.26$ эВ (см. вставку) пересекает уровень вакансии $E_c - 0.28$ эВ, в результате чего происходит изменение ее зарядового состояния на более отрицательное. Как следствие этого, эффективность взаимодействия вакансий с ПДС уменьшается, а с положительно заряженными ионами фосфора соответственно увеличивается.

2. Уровень E_2

Перезарядка уровня ЭПД E_2 при изменении интенсивности электронного облучения вблизи значения J_2 в явном виде не отразилась на результатах экспериментов по накоплению РД вакансионного типа в кристаллах n -Si, в том числе в кристаллах с ПДС (рис. 1). Это может свидетельствовать о принадлежности уровня E_2 собственному межузельному атому. В этом случае уровень E_2 проявится в p -Si, где для дефектов I имеются зарядозависимые ловушки.

На рис. 2 приведена нормированная на „выход“ свободных ЭПД зависимость скорости образования РД с уровнем $E_v + 0.35$ эВ в „тигельном“ p -Si ($p_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$) от интенсивности электронного облучения J . Наблюдаемый ступенчатый вид зависимости $\delta_{0,35} = f(J)$ характерен для „порогового“ комплексообразования при изменении зарядового состояния одного из взаимодействующих компонентов [1]. Природа РД с уровнем $E_v + 0.35$ эВ — это межузельные комплексы C_i-O_i [35], и механизм их образования в исследуемых кристаллах: $C_s-O_i + I \rightarrow C_iO_i$ [31]. Принимая это во внимание, приходим к выводу, что за наблюдаемый

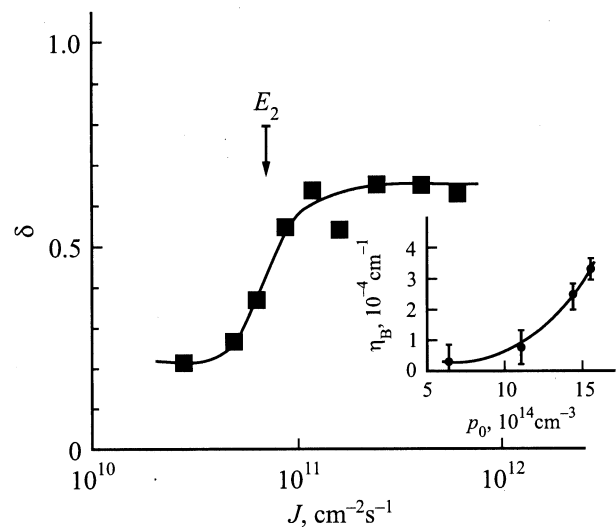


Рис. 2. Зависимость скорости образования радиационных дефектов с уровнем $E_v + 0.35$ эВ в „тигельном“ p -Si ($p_0 = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), нормированная на выход свободных элементарных первичных дефектов, от интенсивности электронного облучения. На вставке — скорость удаления атомов бора из узлов решетки под действием γ -облучения в зависимости от исходной концентрации дырок в p -Si.

вид зависимости ответственна перезарядка дефектов I , так как, согласно оценкам, ни комплексы C_i-O_i , ни комплексы C_s-O_i (уровень $\sim E_v + 0.18$ эВ [31]) в условиях наших экспериментов не перезаряжаются. Судя по характеру зависимости на рис. 2, энергетическому уровню дефектов I соответствует тот уровень ЭПД, который первым перезаряжается с ростом интенсивности облучения от J_{\min} до J_{\max} . Проведенные расчеты показали, что в использованных кристаллах относительно низкоомного p -Si сначала перезаряжается уровень E_2 , а затем E_1 . А именно, с ростом J сначала квазиуровень Ферми для дырок F_p^* пересекает уровень E_2 , и только затем квазиуровень для электронов F_n^* пересекает уровень E_1 [29].

Отсюда следует, что уровень $E_2 \approx E_v + 0.24$ эВ принадлежит собственному межузельному атому кремния.

Известно [4,5], что собственные межузельные атомы кремния могут взаимодействовать с примесными атомами бора, вытесняя последние из узлов решетки в межузельное положение. С учетом этого перезарядка собственного межузельного атома должна отразиться на эффективности такого взаимодействия. Результат изменения скорости удаления атомов бора η_B из узлового положения в γ -облученных „тигельных“ кристаллах p -Si при вариациях уровня Ферми вблизи E_2 за счет изменения p_0 показан на вставке к рис. 2. Как видно, с ростом исходной концентрации носителей заряда (p_0) в кристаллах в достаточно узком интервале происходит резкое увеличение η_B . Причем с ростом p_0 в этом интервале уровень Ферми изменяется в пределах от $E_v + 0.255$ до $E_v + 0.217$ эВ, т.е. пересекает уровень E_2 [29]. Другими словами, полученный результат также свидетельствует о принадлежности уровня E_2 свободному межузельному атому кремния.

На наш взгляд, на это же указывает происходящая при перезарядке уровня E_2 смена каналов радиационного дефектообразования с участием дефектов I и легирующей примеси бора в одном и том же кристалле (слитке) p -Si большого диаметра, $\varnothing = 150$ мм (рис. 3). Как отмечалось, под действием облучения атомы бора обычно удаляются из узлов кристаллической решетки кремния по механизму Воткинса ($V_s + I \rightarrow V_i$), что сопровождается потерей их электрической активности в p -Si. Однако в кремнии большого диаметра часть легирующей примеси бора находится в электрически неактивном состоянии и может быть активирована посредством термообработки или облучения кристалла γ -квантами ^{60}Co [36]. Как видно из рис. 3, в исследованном слитке p -Si ($\rho \approx 12$ Ом·см) большого диаметра легирующая примесь бора может как приобретать (в начале слитка; кривая 2), так и терять (в конце слитка; кривая 3) электрическую активность под действием облучения. Причем первый процесс сменяется вторым (кривые 2 и 3) по мере увеличения исходной концентрации носителей заряда (кривая 1) вдоль оси слитка, т.е. при перемещении уровня Ферми к потолку валентной зоны. Такая смена происходит тогда, когда уровень Ферми

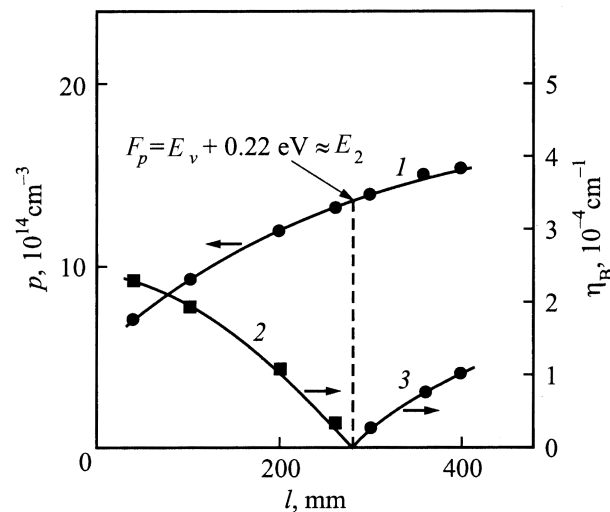


Рис. 3. Продольные распределения исходной концентрации дырок p (1) и скорости радиационного изменения концентрации электрически активной примеси бора η_B (2, 3) при γ -облучении в слитке „тигельного“ p -Si большого диаметра; 2 — скорость радиационного „введения“ бора; 3 — скорость радиационного „выведения“ бора.

пересекает уровень E_2 (см. рис. 3),¹ и, по нашему мнению, вызвана перезарядкой собственных межузельных атомов. Действительно, переход дефектов I в более положительное зарядовое состояние (например, в I^+ или I^{++}) вследствие кулоновского притяжения приводит к увеличению эффективности их взаимодействия с отрицательно заряженными ионами бора согласно реакции: $V_s^- + I^+ \rightarrow V_i$ или $V_s^- + I^{++} \rightarrow V_i$.

Кстати, этим же можно объяснить тот известный факт, что механизм Воткинса „работает“ более эффективно не при комнатных, а при низких (азотных) температурах, когда уровень Ферми в p -Si приближается к валентной зоне.

3. Уровень E_3

Для перезарядки уровня E_3 мы изменяли исходную концентрацию носителей заряда в облучаемых кристаллах „зонного“ высокоомного n -Si от $3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ до $4 \cdot 10^{10}$ см⁻³ посредством их компенсации предварительно введенными РД. Протекание вторичных процессов контролировалось по изменению коэффициента $K_n = \Delta n / \Delta \Phi$ радиационного изменения концентрации носителей заряда в исследуемых кристаллах, измеренного при комнатных температурах.

На рис. 4 (вставка) показана типичная зависимость K_n от исходной концентрации носителей заряда (n_0) в исследуемых кристаллах n -Si, поэтапно облученных электронами с низкой интенсивностью. Видно, что эта зави-

¹ С учетом температуры облучения (45° С) имеем: $F_p \approx E_v + 0.22$ эВ $\rightarrow F_p \approx E_v + 0.24$ эВ.

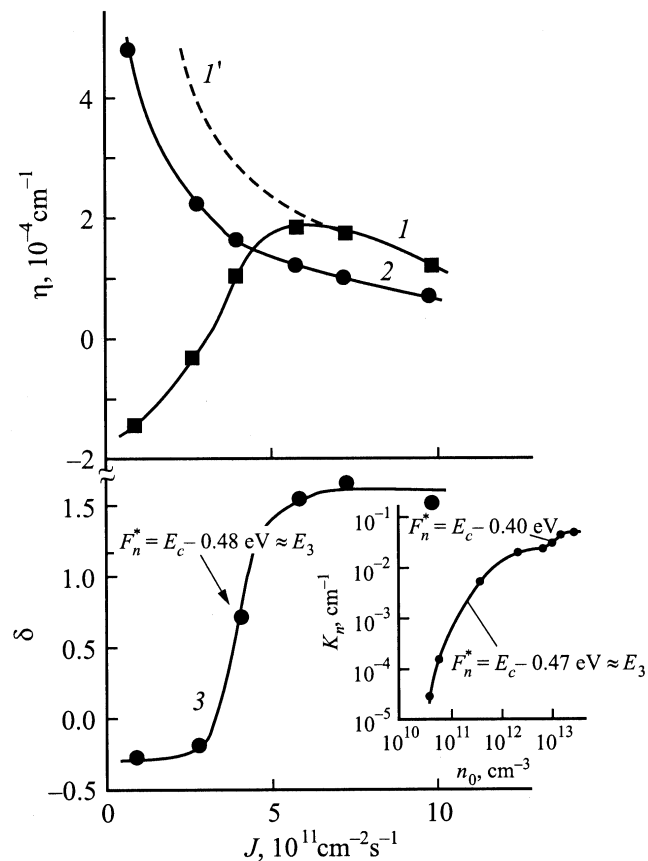


Рис. 4. Зависимости скоростей образования дефектов в „зонном“ p -Si ($p_0 = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) от интенсивности γ -облучения: I, I' — для дефектов с уровнем $E_v + 0.30 \text{ эВ}$; 2 — для радиационных дефектов с уровнями $\gtrsim E_v + 0.43 \text{ эВ}$; 3 — нормированная зависимость скорости образования дефектов от уровнями $E_v + 0.30 \text{ эВ}$. На вставке — зависимость коэффициента радиационного изменения концентрации носителей заряда K_n от исходной концентрации электронов в бездислокационных кристаллах n -Si.

симость имеет вид двухступенчатой кривой, возрастающей с ростом n_0 . Причем первая (большая) ступень связана с изменением скорости аннигиляции ЭПД при перезарядке уровня E_3 [29], а вторая (малая) обусловлена перезарядкой уровней $E_c - 0.40 \text{ эВ}$ и $E_c - 0.42 \text{ эВ}$, принадлежащих соответственно образующимся дивакансиям и E -центрам. Как видно, во втором случае K_n изменяется ровно в 2 раза, тогда как в первом случае изменения K_n происходят более чем на 2 порядка. В результате сравнительного анализа зависимостей K_n от исходной концентрации носителей заряда в кристаллах с ПДС и контрольных кристаллах (где величина K_n в несколько раз выше) не удалось выявить какие-либо особенности, свидетельствующие о перезарядке вакансий. Причиной этому могут быть либо близкое расположение к уровню E_3 уровня E -центра ($E_c - 0.42 \text{ эВ}$) — основного компенсирующего РД, либо принадлежность уровня E_3 собственному межузельному атому.

Для проверки последней гипотезы использовались кристаллы „зонного“ p -Si, в которых присутствовали „врожденные“ дефекты с уровнем $\sim E_v + 0.30 \text{ эВ}$, являющиеся зарядозависимыми стоками для дефектов I [31]. Хотя уровень $E_3 \approx E_c - 0.44 \text{ эВ}$ расположен в верхней половине запрещенной зоны кремния, его можно перезарядить, изменяя неравновесную концентрацию носителей заряда в кристаллах, что достигалось γ -облучением различной интенсивности. Причем, как показали измерения неравновесной проводимости в образцах p -Si, концентрация неравновесных носителей заряда ($\Delta p = \Delta n = 4.5 \cdot 10^{11} - 1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) в процессе облучения с различной интенсивностью по крайней мере на порядок меньше, чем равновесная концентрация дырок ($p_0 = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в исходных кристаллах.

Отсюда следует, что положение квазиуровня Ферми для дырок F_p^* практически не изменяется, а возможные изменения в протекании вторичных процессов радиационного дефектообразования в p -Si при различных J будут обусловлены смещением только квазиуровня Ферми для электронов F_n^* , который, пересекая уровень E_3 , вызывает его перезарядку.

Основными компенсирующими РД в исследуемом p -Si являются межузельный углерод (C_i) с уровнем $E_v + 0.30 \text{ эВ}$ и дефект вакансионного типа с уровнем $\gtrsim E_v + 0.43 \text{ эВ}$ [31]. На рис. 4 представлены зависимости скоростей образования этих дефектов от интенсивности γ -облучения. Причем немонотонная кривая I отражает суммарную скорость введения и выведения C_i под действием облучения „врожденных“ дефектов с уровнем $E_v + 0.30 \text{ эВ}$. Как видно, при низких J превалирует процесс выведения „врожденных“ дефектов ($\eta_{0.30} < 0$), тогда как при высоких J преобладает процесс накопления в кристаллах C_i ($\eta_{0.30} > 0$). Это связано, на наш взгляд, со сменой каналов дефектообразования с участием собственных межузельных атомов при их перезарядке.

При изменении J в пределах от $9.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ собственные межузельные атомы находятся в таком зарядовом состоянии, которое способствует их взаимодействию с электрически активными „врожденными“ дефектами. В результате такого взаимодействия формируются электрически нейтральные в условиях эксперимента комплексы. Очевидно, что формирование сопровождается уменьшением концентрации присутствовавших в исходных кристаллах „врожденных“ дефектов [31]. При дальнейшем увеличении J ($J > 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) происходит изменение зарядового состояния собственных межузельных атомов, в силу чего более вероятным становится их взаимодействие с узловыми (нейтральными) атомами углерода (C_s) и с образованием дефектов C_I ($C_s + I \rightarrow C_I$).

Другими словами, кривая I на рис. 4 характеризует реакционную способность дефектов I в различных зарядовых состояниях и отражает смену доминирующего межузельного канала вторичного дефектообразования при перезарядке I .

Что касается вакансионного канала дефектообразования, то свободные вакансии V , как отмечалось, участвуют в образовании РД с уровнем $\gtrsim E_v + 0.43$ эВ, причем $\eta_{0.43}$ монотонно убывает с ростом J от $9.6 \cdot 10^{10}$ до $9.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (рис. 4, кривая 2). Такой ход зависимости $\eta_{0.43} = f(J)$ обусловлен влиянием J на скорость аннигиляции ЭПД (пар Френкеля) [31], которая контролирует „выход“ свободных V и I , способных участвовать соответственно в вакансионном и межузельном каналах вторичного дефектообразования. Поэтому таким же образом (как $\eta_{0.43}$) должна бы выглядеть и зависимость $\eta_{c_i} = f(J)$ (кривая I'), если бы не произошла смена межузельного канала дефектообразования (кривая I).

Проводя нормировку кривой I на кривую 2, выделяем зависимость вторичных процессов с участием собственных межузельных атомов от интенсивности облучения в явном виде (кривая 3, $\delta = \eta_{0.30}/\eta_{0.43}$). При этом четко видно, что перезарядка I происходит при $J \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т.е. тогда, когда (по выполненным оценкам) F_n^* находится около уровня $E_c - 0.48$ эВ. По этому значению F_n^* можно оценить положение энергетического уровня межузельного атома (E_I) в запрещенной зоне, полагая, что перезарядка I происходит при пересечении E_I квазиуровнем F_n^* . Полученное для E_I значение $\sim E_c - 0.48$ эВ хорошо согласуется с положением уровня $E_3 = [(E_c - 0.44) \pm 0.04]$ эВ, который был ранее определен в опытах по электронному облучению n -Si при различных температурах [29], и значением уровня $E_3 \approx E_c - 0.47$ эВ, полученным из анализа зависимости K_n от n_0 в высокоомном n -Si (см. вставку на рис. 4).

Таким образом, уровень E_3 принадлежит собственно межузельному атому кремния.

4. Уровень E_4

Для перезарядки уровня E_4 варьировалась исходная концентрация носителей заряда в высокоомном ($\rho \approx 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) кремнии p -типа. ЭДП генерировались в кристаллах γ -облучением. При этом учитывались особенности радиационного изменения концентрации носителей заряда в таком материале: в отличие от n -Si при облучении высокоомного „особо чистого“ p -Si концентрация свободных носителей заряда в нем увеличивается с ростом потока облучения с последующим выходом на насыщение [37]. При этом уровень Ферми от середины запрещенной зоны стремится к значению $\sim E_v + 0.39$ эВ и там стабилизируется в широком интервале потоков облучения. Как показано в работе [38], это обусловлено накоплением E -центров, образующихся в p -Si, и происходящей вследствие этого раскомпенсацией материала, который в исходном состоянии содержал компенсирующую примесь фосфора. В связи с этим имеется возможность определить η_E в облученном p -Si по измерениям коэффициента радиационного изменения концентрации дырок $K_p = \eta_E$ [38].

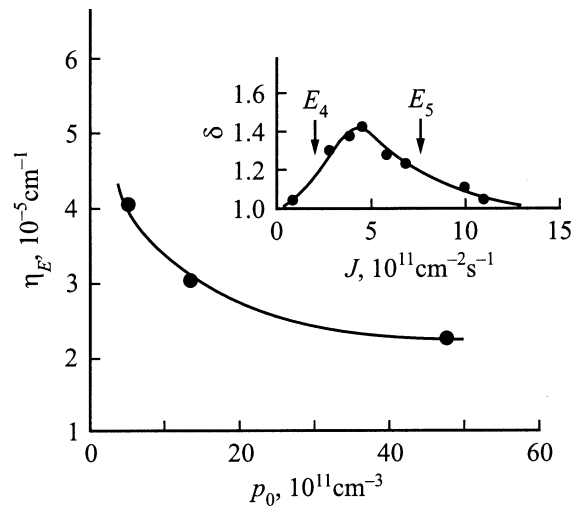


Рис. 5. Зависимость скорости образования E -центров в „зонном“ p -Si от исходной концентрации дырок. На вставке — нормированная зависимость скорости образования радиационных дефектов с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ в кристаллах „зонного“ n -Si со скоплениями примесей и дефектов ($n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) от интенсивности γ -облучения.

Зависимость скорости образования E -центров в высокоомном p -Si от исходной концентрации дырок (p_0) показана на рис. 5. При изменении p_0 в показанном на рис. 5 интервале уровень Ферми изменяется в пределах от $\sim E_v + 0.43$ эВ до $\sim E_v + 0.38$ эВ, что соответствует завершению перезарядки уровня E_4 . Наблюдаемое уменьшение η_E с ростом p_0 можно трактовать как результат снижения эффективности реакции $P^+ + V \rightarrow E$ -центр при изменении зарядового состояния свободных вакансий на более положительное (например, на V^0 , V^+ или V^{++}).

Однако такая трактовка полученных результатов справедлива при условии, что скорость аннигиляции генерируемых γ -облучением ЭПД не увеличивается с ростом p_0 в указанном интервале значений. Вместе с тем косвенным свидетельством справедливости этой трактовки может служить тот факт, что наблюдавшаяся на большом наборе кристаллов высокоомного p -Si стабилизация уровня Ферми вблизи значения $\sim E_v + 0.39$ эВ [37] определяется, на наш взгляд, не только истощением компенсирующей примеси фосфора, но и переходом практически всех свободных вакансий в положительное зарядовое состояние. В результате этого из-за кулоновского отталкивания вакансии полностью прекращают объединяться с положительно заряженными ионами фосфора с образованием E -центров.

Таким образом, уровень E_4 , скорее всего, принадлежит вакансиям.

Для подтверждения этого заключения проведен сравнительный анализ накопления РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ в кристаллах с ПДС и контрольных малодислокационных кристаллах „зонного“ n -Si при раз-

личных интенсивностях γ -облучения. На вставке рис. 5 приведена зависимость $\eta_{0.17}$ от J в кристаллах с ПДС, проноормированная на зависимость $\eta_{0.17} = f(J)$ в контрольных кристаллах. То, что кривая проходит выше единицы, свидетельствует о наличии взаимодействия части генерируемых облучением вакансий с ПДС (их захват на ПДС), а ее немонотонный характер — об изменении этого взаимодействия из-за перезарядки ЭПД, происходящей с ростом J .

Проведенные измерения показали, что $\Delta n^* \ll n_0$, в связи с чем перезарядка ЭПД происходит при перемещении квазиуровня Ферми для дырок (F_p^*). Как следует из данных на вставке и выполненных оценок, наиболее резкие изменения величины $\eta_{0.17}$ происходят при достижении F_p^* положений $E_4 = E_c - 0.65$ эВ и $E_5 = E_c - 0.67$ эВ. Другими словами, именно там и могут быть расположены вакансионные уровни, которые перезаряжаются при пересечении их квазиуровнем F_p^* , вследствие чего изменяется эффективность взаимодействия вакансий с ПДС с образованием А-центров. Причем важным является то, что, во-первых, положение одного из этих уровней совпадает с положением ранее определенного уровня $E_4 = E_c - 0.65$ эВ [29]. Во-вторых, перезарядка вакансионного уровня E_4 , происходящая при смещении F_p^* с ростом J , приводит к увеличению η_A в кристаллах с ПДС (см. вставку на рис. 5), что может происходить только при переходе вакансий V в более положительное зарядовое состояние. Последнее согласуется с вышеприведенной трактовкой уменьшения η_E в „зонном“ p -Si с ростом p_0 . Таким образом, уровень E_4 действительно принадлежит вакансии.

Что касается принадлежности обнаруженного уровня E_5 , то здесь ситуация не столь однозначная (что отмечено знаком „?“ на рис. 6). Этот уровень, вообще говоря, может принадлежать дефектам в составе ПДС, вакансиям или собственным межузельным атомам. При этом независимо от природы уровня E_5 его перезарядка способна приводить к уменьшению величины $\delta_{0.17}$. Учитывая, что подобная по характеру зависимость $\eta_{0.17}$ от J наблюдается в контрольных кристаллах, где ПДС отсутствуют, мы сделали вывод — уровень E_5 не принадлежит ни одному из входящих в состав ПДС дефектов, а является уровнем ЭПД. Кроме того, даже в предположении, что вакансиям V присущи свойства „систем с отрицательной корреляционной энергией“, остается маловероятным, что этот уровень соответствует уровню вакансии (штрихпунктирная линия на рис. 6), поскольку почти вплотную к нему будет примыкать еще один вакансионный уровень (E_4), а другой (E_1) — отстоять достаточно далеко (рис. 6). Кроме того, появление еще одного уровня вакансий E_5 в совокупности с двумя уже определенными E_1 и E_4 , а также двумя известными ранее заставляет предположить наличие 6 зарядовых состояний вакансии, в то время как известно, что их только 5. Поэтому, на наш взгляд, данный уровень, скорее всего, принадлежит собственному межузельному

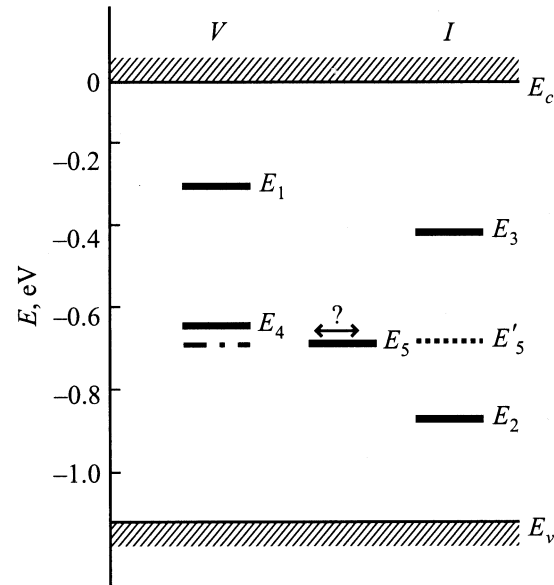


Рис. 6. Энергетический спектр уровней вакансий и межузельных атомов в запрещенной зоне кремния.

атому (уровень E'_5 , пунктирная линия на рис. 6). Последнее не противоречит экспериментальным данным, приведенным на вставке к рис. 5, так как в бездислокационных „зонных“ кристаллах РД с уровнями $\sim E_c - 0.17$ эВ представляют собой не только А-центры, но и локализованные вблизи ПДС комплексы C_i-C_s , в образовании которых участвуют дефекты I [30,33].

4. Энергетический спектр уровней элементарных первичных дефектов

На рис. 6 представлены результаты определения положения энергетических уровней E_1-E_4 . Там же показано положение в запрещенной зоне вновь определенного уровня ЭПД $E_5 \approx E_c - 0.67$ эВ, который предположительно отнесен нами к дефектам типа I . Приведенный спектр уровней ЭПД может быть дополнен двумя считающимися известными вакансионными уровнями $\sim E_v + 0.13$ эВ и $\sim E_v + 0.05$ эВ [3-5,9,11].

Полученные результаты целесообразно сопоставить с литературными данными, которые в большинстве своем носят неоднозначный (предположительный) характер в смысле принадлежности обнаруженных уровней тому или иному виду ЭПД.

В работе [39] изучалось изменение электрофизических свойств n -Si при импульсном электронном облучении ($E_e = 30$ МэВ, $T = 77$ К) и последующем отжиге собственных дефектов. Предполагалось, что обнаруженный акцепторный дефект с уровнем $E_c - 0.39$ эВ принадлежит вакансии, хотя как в более ранней работе по диффузии [40], так и в более поздних работах по низкотемпературному облучению n -Si [8,41] считалось, что дефектами

с таким уровнем энергии (или потенциальным барьером взаимодействия дефекта I с неориентируемыми дивакансиями) могут быть собственные межузельные атомы. Положение уровней этих собственных дефектов коррелирует, хотя и отдаленно, с положением уровня E_3 , который в наших экспериментах идентифицирован как уровень, соответствующий межузельному атому.

Авторы широко известных работ [23,28,42] считают, что собственный межузельный атом (находящийся, впрочем, в расщепленной гангеляной конфигурации, т. е. по сути димеждоузлие) обладает акцепторным уровнем $\sim E_c - 0.4$ эВ и донорным уровнем $\sim E_v + 0.4$ эВ. В противоположность этому в работе [43] межузельному атому приписываются уровни $\sim E_c - 0.25$ эВ и $\sim E_c - 0.39$ эВ, значение которых определено методом DLTS в p -Si после его облучения α -частицами при $T = 77-350$ К. Хотя положение первых коррелирует с положением уровней E_3 и E_4 , а положение вторых — с E_1 и E_3 , однако в соответствии с нашими данными уровни E_1 и E_4 принадлежат вакансиям, а не межузельному атому.

В работе [44] на основе результатов по диффузии собственных дефектов, наблюдаемых методом фотостимулированной электронной эмиссии, уровни $\sim E_c - 0.15$ эВ и $\sim E_c - 0.31$ эВ приписывались вакансиям. Положение последнего из них коррелирует с положением уровня E_1 , который также идентифицирован нами как уровень вакансии.

При интерпретации полученных методом DLTS результатов по накоплению вакансионных и межузельных дефектов в областях пространственного заряда диодов Шоттки авторы работы [45] полагают, что уровень вакансии расположен вблизи $E_c - (0.27-0.30)$ эВ. А это практически совпадает с положением вакансионного уровня $E_1 = E_c - 0.28$ эВ.

Посредством холловских [46] и DLTS измерений [47] проведено исследование влияния уровня легирования кристаллов на скорости образования РД вакансионного типа в высокоомном ($n_0, p_0 = 5 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и низкоомном ($n_0, p_0 = 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) кремнии. На основании полученных результатов сделано заключение, что предположительно вакансиям принадлежат уровни $\sim E_c - 0.24$ эВ и $\sim E_v + 0.19$ эВ [47], а также $\sim E_c - 0.50$ эВ [46]. Положение первых двух находится в достаточно хорошем соответствии с положением уровней E_1 и E_2 с той, однако, существенной разницей, что природа уровня E_2 иная. По нашим данным, он принадлежит межузельному атому. Положение же третьего уровня, как видно из рис. 6, не совпадает ни с уровнями вакансий E_1 и E_3 , ни с уровнями межузельного атома E_2 , E_4 и E_5 . Причиной этого, на наш взгляд, является неправомерное использование равновесного уровня Ферми для оценки положения уровней ЭПД в высокоомном кремнии [46], где в процессе облучения концентрация неравновесных носителей заряда сравнима и даже превышает концентрацию равновесных носителей заряда. Таким образом, в ряде случаев имеет место частичное

соответствие (корреляция) положений и природы определенных нами уровней ЭПД с данными, полученными другими исследователями с помощью различных экспериментальных методов. Это может свидетельствовать о достоверности приведенных в данной работе результатов. Вместе с тем наблюдаются и расхождения, которые, по нашему мнению, позволяют взглянуть с новой точки зрения как на отдельные литературные данные, так и на проблему в целом.

5. Заключение

В результате выполненных экспериментов определена природа ранее найденных энергетических уровней (E_1, E_2, E_3 и E_4) элементарных первичных дефектов в кремнии и установлено, что собственные межузельные атомы кремния имеют энергетические уровни вблизи $E_c - 0.44$ эВ и $E_c - 0.86$ эВ, а свободным вакансиям принадлежат энергетические уровни $\sim E_c - 0.28$ эВ и $\sim E_c - 0.65$ эВ. Полученные новые экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что еще один энергетический уровень ЭПД (предположительно уровень межузельного дефекта I) расположен вблизи середины запрещенной зоны кремния ($E_5 \approx E_c - 0.67$ эВ). Проведенное сравнение полученных результатов с литературными данными наряду с некоторыми совпадениями выявило и ряд различий, которые, на наш взгляд, дополняют современное состояние рассматриваемой проблемы.

Список литературы

- [1] *Физические процессы в облученных полупроводниках* (Новосибирск, Наука, 1977).
- [2] Дж. Корбетт, Ж. Бургуэн. В сб.: *Точечные дефекты в твердых телах* (М., Мир, 1979) с. 9.
- [3] *Вопросы радиационной технологии полупроводников* (Новосибирск, Наука, 1980).
- [4] В.В. Емцов, Т.В. Машовец. *Примеси и точечные дефекты в полупроводниках* (М., Радио и связь, 1981).
- [5] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. *Дефекты в кремнии и на его поверхности* (М., Наука, 1990).
- [6] В.В. Емцев, Т.В. Машовец, В.В. Михнович. ФТП, **26**, 22 (1992).
- [7] З.В. Башелейшвили, Т.А. Пагава. ФТП, **33**, 924 (1999).
- [8] G.D. Watkins. In: *Lattice Defects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1975) p. 1.
- [9] G.D. Watkins, J.R. Troxell, A.P. Chatterjee. In: *Defects and Radiation Effects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1979) p. 16.
- [10] G.D. Watkins. In: *Radiation damage in silicon* (London, Mater. Sci. Forum, 1993) pt 2, p. 143.
- [11] L.C. Kimerling. In: *Radiation Effects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1977) p. 221.
- [12] G.D. Watkins, J.R. Troxell. Phys. Rev. Lett., **44**, 593 (1980)
- [13] G.A. Baraff, E.O. Kane, M. Schuler. Phys. Rev. B, **21**, 5662 (1979).

- [14] G.D. Watkins, A.P. Chatterjee, R. Harris. In: *Defects and Radiation Effects in Semiconductors* (London, Inst. Phys., 1981) p. 199.
- [15] B.N. Mukachev, V.V. Frolov, L.G. Kolodin. *Phys. Lett.*, **96A**, 358 (1982).
- [16] В.В. Емцев, М.А. Маргарян, Т.В. Машовец. *ФТП*, **18**, 1516 (1984).
- [17] P.S. Gwozdz, J.S. Kochler. *Phys. Rev. B*, **6**, 4571 (1972).
- [18] J.C. Bougoïn, J.W. Corbett. *Rad. Eff.*, **36**, 157 (1978).
- [19] Y. Bar-Yam, J.D. Joannopoulos. *Phys. Rev. B*, **30**, 1844 (1984).
- [20] G.D. Watkins. In: *Radiation Damage in Semiconductors* (Paris, Dunod, 1965) p. 97.
- [21] G.D. Watkins, K.L. Brower. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1329 (1976).
- [22] E.I. Blount. *J. Appl. Phys.*, **30**, 1218 (1959).
- [23] A. Zeeger, W. Frank. In: *Radiation and Defects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1973) p. 262.
- [24] Y.H. Lee, R.L. Kleinhenz, J.W. Corbett. In: *Defects and Radiation Effects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1979) p. 521.
- [25] Y.H. Lee, N.N. Gerasimenko, J.W. Corbett. *Phys. Rev. B*, **14**, 4506 (1976).
- [26] K.L. Brower. *Phys. Rev. B*, **14**, 872 (1976).
- [27] R.D. Harris, G.D. Watkins. In: *Defects in Semiconductors* (Coronado, 1985) p. 799.
- [28] A. Zeeger, H. Föll, W. Frank. In: *Radiation Effects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1977) p. 56.
- [29] В.В. Лукьяница. *ФТП*, **33**, 921 (1999).
- [30] I.I. Kolkovskii, P.F. Lugakov, V.V. Lukjanitsa, V.V. Shusha. *Phys. St. Sol. (a)*, **118**, 65 (1990).
- [31] P.F. Lugakov, V.V. Lukjanitsa. *Phys. St. Sol. (a)*, **83**, 521 (1984).
- [32] В.В. Лукьяница. *ФТП*, **35**, 513 (2001).
- [33] L.I. Murin. *Phys. St. Sol. (a)*, **83**, 147 (1986).
- [34] И.И. Колковский, В.В. Лукьяница. *ФТП*, **31**, 405 (1997).
- [35] R.S. Newman. *Infra-red Studies of Crystal Defects* (London, Taylor and Francis, 1973).
- [36] И.И. Колковский, Ф.Ф. Комаров, В.В. Лукьяница. *Докл. АН РБ*, **45** (3), 59 (2001)
- [37] И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич. *Радиационные эффекты в кремнии* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [38] П.Ф. Лугаков, В.В. Лукьяница, В.В. Шуша. *ФТП*, **20**, 1894 (1986).
- [39] J.A. Naber, C.E. Mallon, R.E. Leadon. In: *Radiation Damage and Defects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1973) p. 26.
- [40] K.P. Chic. *Rad. Eff.*, **4**, 33 (1970).
- [41] W. Frank. In: *Lattice Defects in Semiconductors* (London-Bristol, Inst. Phys., 1975) p. 23.
- [42] W. Frank. *Rad. Eff.*, **21**, 119 (1974).
- [43] X.A. Абдуллин, Б.Н. Мукашев, М.Ф. Тамендаров. *ФТП*, **25**, 684 (1991).
- [44] В.А. Пантелеев, С.Н. Ершов, В.В. Черняховский, С.Н. Нагорных. *Письма ЖЭТФ*, **23**, 688 (1976).
- [45] В.В. Болотов, В.А. Стучинский. *ФТП*, **25**, 2168 (1991).
- [46] П.Ф. Лугаков, Т.А. Лукашевич. *ФТП*, **23**, 581 (1989).
- [47] V.I. Gubskaya, P.V. Kuchinskii, V.M. Lomako. *Phys. St. Sol. (a)*, **85**, 585 (1984).

Редактор Т.А. Полянская

Levels of vacancy and interstitial atom in the forbidden gap of silicon

V.V. Luk'anitsa

Belorussian State Medical University,
220116 Minsk, Belarussia

Abstract On the basis of analysis of secondary processes of the radiation defect formation in Si crystals with charge-dependent selective traps for vacancies and interstitial atoms a differentiation is made of their energy levels established earlier by the effect of irradiation conditions on the annihilation rate of elementary primary defects. It is found that in the forbidden gap of silicon the levels $\sim E_c - 0.28$ eV and $\sim E_c - 0.65$ eV belong, in all probability, to a vacancy, while the levels $\sim E_c - 0.44$ eV, $\sim E_c - 0.86$ eV and, presumably, $\sim E_c - 0.67$ eV — to an intrinsic interstitial atom.