

Особенности радиационного дефектообразования в борсодержащих полупроводниковых монокристаллах при воздействии нейтронов спектра деления

А. Ю. Дидык, Л. А. Власукова, А. Хофман

Выполнены расчеты дефектообразования в полупроводниковых монокристаллах B_4C ($A^{III}B^{IV}$), BN и $BP(A^{III}B^V)$ при их облучении в реакторе на быстрых нейтронах ИБР-2 нейтронами спектра деления. Показано, что дефектообразование по механизму упругого рассеяния от продуктов ядерных реакций α -частиц и ядер отдачи 7Li при захвате тепловых нейтронов ядрами легкого изотопа бора (${}^{10}B^5$) более чем на два порядка превышает дефектообразование от быстрых нейтронов ($E_n > 0,1$ МэВ). Расчеты позволяют сделать вывод, что такое облучение создает развитую вакансионную дефектную структуру в борсодержащих полупроводниковых монокристаллах (ППК) при однородном распределении вакансий по объему. Это может оказать важное влияние на технологические применения, например, для более эффективной диффузии технологических химических примесей по вакансионному механизму при нанесении их на поверхность или имплантации в поверхность ППК при отжиге.

Введение

Изучение влияния различных видов облучения и сравнение их воздействия на полупроводниковые монокристаллы (ППК), как правило, входящие в электронные устройства, которые находят применение в исследованиях в космическом пространстве, ядерно-физических установках (ядерных и термо-ядерных реакторах и источниках нейтронов) — одно из перспективных направлений в материаловедении. В последние десятилетия существенное развитие получили научно-исследовательские работы в целом ряде ускорительных центров по изучению процессов радиационной деструкции под действием тяжелых заряженных частиц, распыления поверхности, изменения фазового состава [1], аморфизации, образования “треков” [2 – 5], по возможным применениям радиационных технологий в создание новых материалов, которые невозможно создать традиционными методами, в особенности это касается случая нерастворимости компонент [2, 3], целенаправленном изменении свойств материалов, применении быстрых тяжелых заряженных ионов и кластеров частиц (C_{10} , C_{20} , C_{30} , C_{60} , Au_4) для воз-

можного использования в нанотехнологиях. Помимо важных технологических применений и прикладных работ такие исследования имеют первостепенное значение для фундаментальной радиационной физики твердого тела.

Важное значение имеет проблема ионного легирования ППК технологическими заряженными примесями донорного или акцепторного типов. В ряде случаев затруднительно вводить необходимые технологические примеси в процессе выращивания ППК. Поэтому, как правило, используется два способа: прямая ионная имплантация необходимого типа примеси на ускорителях малых энергий (энергии до сотен кэВ) — имплантаторах или нанесение напылением данного технологического химического элемента на поверхность, и затем при длительных отжигах можно добиться сколько-нибудь удовлетворительной адгезии, но на относительно малые глубины при значительной неоднородности перемешивания (по экспоненциальному закону распределения). Кроме того, имеется и проблема достижения надежного теплового и электрического контакта для химических элементов, которые не смешиваются ввиду их взаимной нерастворимости

до образования твердого раствора. Такая проблема имеет место, в частности, при создании мощных магнетронов, так как в них используется вольфрам (для катодов), к которому необходимо надежно и на длительный период эксплуатации присоединить медные контакты.

В ряде работ [2, 3] для улучшения адгезии использовались тяжелые ионы высоких энергий, при этом слой-подложка и нанесенный на нее более тонкий слой другого элемента облучались высокоионизирующими быстрыми ионами. Это облучение совместно с послерадиационными отжигами приводило к перемешиванию даже несмешиваемых компонент [3]. Например, такая работа была выполнена для двухслойных систем, таких как Ag – Co и Ag – Ni [3].

Создание развитой вакансионной структуры, достаточной равномерно распределенной по объему ППК — одна из возможностей для диффузионного перераспределения неоднородно распределенных технологических легирующих примесей при высокотемпературном отжиге.

Цель настоящей работы — оценить возможность создания высокой концентрации вакансий, достаточно равномерно распределенных по объему борсодержащих полупроводниковых монокристаллов за счет ядерных реакций на тепловых нейтронах в реакторах.

Учет влияния продуктов деления при захвате тепловых нейтронов на процессы дефектообразования в борсодержащих ППК

Вначале обсудим возможные реакции на тепловых нейтронах, которые будут происходить при облучении ряда ППК с высокой концентрацией бора, таких как B₄C, BN и BP. В табл. 1 представлены сечения возможных ядерных реакций при захвате тепловых нейтронов $\sigma_{(n,\gamma)}$ и их сечения рассеяния σ_S на тех химических элементах, которые входят в состав ППК, а именно: бора, углерода, азота, фосфора, а также для примесей типа водорода или кислорода, от которых трудно избавиться при выращивании вышеперечисленных ППК, даже для особо чистых (беспримесных, высокоомных) полупроводниковых кристаллов.

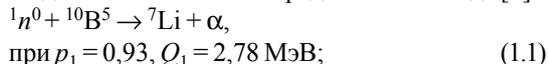
Как видно из табл. 1, вклады в образование продуктов распада при захвате тепловых нейтронов от всех других элементов и их изотопов, таких как ¹H¹, ²D¹, ¹¹B⁵, ¹²C⁶, ¹³C⁶, ¹⁴N⁷, ¹⁵N⁷, ³¹P¹⁵ и ¹⁶O⁸, ¹⁷O⁸, ¹⁸O⁸, пренебрежимо малы по сравнению с вкладом от захвата тепловых нейтронов легким изотопом бора ¹⁰B⁵.

Таблица 1

Сечения реакций захвата $\sigma_{(n,\gamma)}$ и рассеяния σ_S для тепловых нейтронов с энергией 0,0253 эВ химическими элементами, входящими в состав полупроводниковых монокристаллов с высоким содержанием бора эВ [6], с. 1103)

Элемент и его содержание в смеси	Сечение реакции захвата нейтрона, $\sigma_{(n,\gamma)} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	Сечение рассеяния, $\sigma_S \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$
¹ H ¹ (99,985%)	0,3326(7)	20,491(14)
² D ¹ (0,0148%)	$0,519(7) \cdot 10^{-3}$	3,390(12)
¹⁰ B ⁵ (19,8%)	0,5(2) 3857(9) ^(abs)	2,23(6) —
¹¹ B ⁵ (80,2%)	5,5(3,3)	4,84(4)
¹² C ⁶ (98,89%)	$5,37(7) \cdot 10^{-3}$	4,740(5)
¹³ C ⁶ (1,11%)	$1,37(4) \cdot 10^{-3}$	4,19(12)
¹⁴ N ⁷ (99,63%)	$75,0(7,5) \cdot 10^{-3}$	10,05(12)
¹⁵ N ⁷ (0,366%)	$0,024(8) \cdot 10^{-3}$	4,59(5)
¹⁶ O ⁸ (99,76%)	$0,190(19) \cdot 10^{-3}$	3,761(6)
¹⁷ O ⁸ (0,038%)	$0,538(65) \cdot 10^{-3}$ 0,235(10) ^(abs)	3,61(6) —
¹⁸ O ⁸ (0,202%)	$0,16(1) \cdot 10^{-3}$	—
³¹ P ¹⁵ (100%)	0,172(6)	3,134(10)

Ядерные реакции захвата тепловых нейтронов ядрами ¹⁰B⁵ с достаточно большим сечением и образованием продуктов распада, таких как α -частицы и ядра отдачи ⁷Li может быть представлена в виде [7]:



при $p_1 = 0,93$, $Q_1 = 2,78$ МэВ;



при $p_2 = 0,07$, $Q_2 = 2,30$ МэВ.

В выражениях (1.1) и (1.2) $Q_{1,2}$ — энергетические выходы реакций, $p_{1,2}$ — вероятности данного распада. При этом $Q_1 = 2,78$ МэВ соответствует распаду ¹⁰B⁵ в основное состояние ядра отдачи ⁷Li, а $Q_2 = 2,3$ МэВ в возбужденное состояние ядра ⁷Li* [7].

В табл. 2 представлены параметры, характеризующие взаимодействие α -частиц и ядер отдачи ⁷Li с полупроводниковыми монокристаллами BN, BP и B₄C с высокими концентрациями атомов бора. Отметим, что в природном составе бора содержится 19,8% легкого изотопа ¹⁰B⁵ и 80,2% более тяжелого основного изотопа ¹¹B⁵ (табл. 1). Значения полных атомных концентраций N , проективных пробегов $R_p^{\alpha, Li}$, число точечных дефектов $N_V^{\alpha, Li}$, создаваемых одной α -частицей или ядром отдачи ⁷Li, значения неупругих потерь энергий $S_{inel}^{\alpha, Li}$ и сечений дефектообразования $\sigma_{\alpha, Li}^{\max}$ за счет упругого рассеяния α -частиц и ядер отдачи ⁷Li в максимуме (пике Брега) вычислены с использованием компьютерной программы TRIM-2000 [8].

Толщину образцов ППК считаем одинаковой и равной $Z_{\max} = 50$ мкм. Пороговая энергия смещения для всех ППК выбрана равной $E_d = 20$ эВ. В табл. 2 в столбце S_{inel}^{α} первая цифра относится к значению

Таблица 2

Характеристические параметры взаимодействия α -частиц с энергией $E_\alpha = 1,77$ МэВ и ядер отдачи ${}^7\text{Li}^3$ с энергией $E_{\text{Li}} = 1,01$ МэВ, образованными в реакции (1.1) с тепловыми нейтронами ППК, содержащими бор

ППК	ρ , г/см ³	N , атом/см ³	$T_{\text{пл}}$, К	R_p^α , мкм	N_V^α , вак/α	S_{inel}^α , кэВ/нм	$\sigma_\alpha^{\text{max}}$, (сна·см ²)/α
BP	2,89	$0,833 \cdot 10^{23}$	1400	$4,72 \pm 0,10$	142,9	0,34/0,43	$3,40 \cdot 10^{-17}$
B ₄ C	2,52	$1,373 \cdot 10^{23}$	2723	$4,26 \pm 0,07$	106,4	0,36/0,53	$2,37 \cdot 10^{-17}$
BN	2,34	$1,135 \cdot 10^{23}$	3000	$4,87 \pm 0,10$	130,4	0,34/0,46	$2,70 \cdot 10^{-17}$

Таблица 3

Характеристические параметры взаимодействия ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ с энергией с энергией $E_{\text{Li}} = 1,01$ МэВ, образованными в реакции (1.1) с тепловыми нейтронами, с борсодержащими ППК

ППК	ρ , г/см ³	N , атом/см ³	$T_{\text{пл}}$, К	R_p^{Li} , мкм	N_V^{Li} , вак/Li	$S_{\text{inel}}^{\text{Li}}$, кэВ/нм	$\sigma_{\text{Li}}^{\text{max}}$, (сна·см ²)/Li
BP	2,89	$0,833 \cdot 10^{23}$	1400	$2,13 \pm 0,14$	316,8	0,71	$6,80 \cdot 10^{-17}$
B ₄ C	2,52	$1,373 \cdot 10^{23}$	2723	$1,88 \pm 0,07$	244,4	0,79	$5,60 \cdot 10^{-17}$
BN	2,34	$1,135 \cdot 10^{23}$	3000	$2,27 \pm 0,10$	292,7	0,91	$5,85 \cdot 10^{-17}$

Таблица 4

Расчетные значения полного числа $N_{10\text{B}}$ атомов ${}^{10}\text{B}$ в ППК BP, B₄C и BN, число образовавшихся α -частиц (N_α) и ядер отдачи ${}^7\text{Li}^3$ (N_{Li}), доз повреждений D_α и D_{Li} , полное сечение дефектообразования: $D^{\text{Total}} = D_\alpha + D_{\text{Li}}$ при флюенсе тепловых нейтронов $\Phi_n^{\text{тепл}} = 2,1 \cdot 10^{17}$ н/см²

ППК	Число атомов N_Z в объеме $V = 0,005$ см ³	Число атомов ${}^{10}\text{B}$ в объеме $V = 0,005$ см ³	$\Phi_n^{\text{тепл}}$, н/см ²	σ_{capture} , барн	$N_\alpha/N_{\text{Li}} \cdot 10^{16}$	D_α/D_{Li} , 10 ⁻² сна	D^{Total} , 10 ⁻² сна
BP	$4,165 \cdot 10^{20}$	$4,12 \cdot 10^{19}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	3838	3,32	1,13/2,53	3,66
B ₄ C	$6,865 \cdot 10^{21}$	$1,09 \cdot 10^{20}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	3838	8,79	1,36/3,13	4,49
BN	$5,675 \cdot 10^{20}$	$5,62 \cdot 10^{19}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	3838	4,53	1,04/2,33	3,37

ионизационных потерь α -частиц в месте их образования (то есть в месте распада составного ядра с зарядом $Z = 5$ и атомной массой $N = 11$ в соответствии с выражением (1.1)), а вторая — к значению их ионизационных потерь энергии в максимуме. Для ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ ионизационные потери максимальны в месте их образования, а затем спадают по мере уменьшения энергии (табл. 3).

В работах [9, 10] обсуждали вопросы образования дефектов в аморфном сплаве Fe₇₇Ni₂Si₁₄B₇, облученном нейтронами спектра деления реактора на быстрых нейтронах ИБР-2 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ им. И.М.Франка. Было показано, что дефектообразование за счет упругого рассеяния быстрых нейтронов, то есть при энергиях нейтронов $E_n > 0,1$ МэВ и за счет продуктов ядерных реакций (1) от тепловых нейтронов при энергиях $0,01 < E_n < 0,45$ эВ значительно различаются. В частности было показано, что дефектообразование от быстрых нейтронов по каналу упругих потерь энергии более чем на два порядка ниже, чем от продуктов ядерных реакций (1), то есть от α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$.

В табл. 4 представлены расчетные значения полного числа $N_{10\text{B}}$ атомов ${}^{10}\text{B}$ в полупровод-

никовых монокристаллах: BP, B₄C и BN с толщиной $Z_{\text{max}} = 50$ мкм и площадью $S = 1$ см², а также полное число образовавшихся α -частиц (N_α) и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ (N_{Li}), которые можно определить из выражения:

$$N_\alpha \equiv N_{\text{Li}} = N_{10\text{B}} \sigma_{\text{capture}} \Phi_n^{\text{тепл}}, \quad (2)$$

а также приведены дозы повреждений от α -частиц — D_α и атомов отдачи ${}^7\text{Li}$ — D_{Li} .

$$D_\alpha = \frac{N_V^\alpha N_\alpha}{N_{Z_{\text{max}}}}, \quad (3.1)$$

$$D_{\text{Li}} = \frac{N_V^{\text{Li}} N_{\text{Li}}}{N_{Z_{\text{max}}}}, \quad (3.2)$$

здесь $N_{Z_{\text{max}}}$ — полное число атомов в образце ППК в данном слое. Кроме того, в табл. 4 представлены полные сечения дефектообразования:

$$D^{\text{Total}} = D_\alpha + D_{\text{Li}}. \quad (4)$$

При вычислениях флюенс тепловых нейтронов для определенности взят таким же, как флюенс при облучении образцов аморфного сплава Fe₇₇Ni₂Si₁₄B₇

на реакторе быстрых нейтронов ИБР-2 Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка и соответствует относительно небольшому времени облучения [9, 10]. А именно, $\Phi_n^{\text{тепл}} = 2,1 \cdot 10^{17}$ н/см², при этом флюенс быстрых нейтронов составлял $\Phi_n^{\text{быстр}} = 1,8 \cdot 10^{17}$ н/см² [9, 10].

Расчеты распределения концентрации точечных дефектов по объему с учетом процессов поглощения тепловых нейтронов и вылета продуктов ядерной реакции (1.1) за пределы образцов

В случаях, когда захват тепловых нейтронов ядрами ¹⁰B⁵ (см. формулу ядерной реакции (1)) происходит вблизи боковых сторон ППК и поскольку распад составных ядер (¹⁰B⁵ + ¹n⁰) происходит в геометрии 4π, то продукты их распада: α-частицы и атомы отдачи ⁷Li, вылетающие из глубины в сторону боковых поверхностей ППК с глубин Z, удовлетворяющих неравенствам [9, 10]:

$$0 \leq Z \leq R_p^\alpha \text{ и } 0 \leq Z \leq R_p^{\text{Li}},$$

$$Z_{\text{max}} - R_p^\alpha \leq Z_{\text{max}} \text{ и } Z_{\text{max}} - R_p^{\text{Li}} \leq Z_{\text{max}}, \quad (5)$$

соответственно, могут покинуть облучаемый образец. Так как практически 60-70% точечных дефектов образуются в зоне пика Брега — максимума дефектообразования, то такие α-частицы и ядра отдачи ⁷Li будут несколько занижать значения дозы повреждений от глубин, соответствующих их проективным пробегам, и линейно уменьшаться по мере приближения к боковым поверхностям [9, 10].

Ясно, что по мере прохождения тепловых нейтронов с энергиями $0,01 < E_n^{\text{тепл}} < 0,45$ эВ через плоскопараллельные пластинки образцов ППК будет происходить их поглощение за счет вступления в ядерные реакции (1.1) и (1.2). Этот процесс, как и процесс радиоактивного распада, можно описать дифференциальным уравнением:

$$\frac{d\Phi_n(Z)}{dZ} = -\lambda_Z \Phi_n(Z), \quad (6)$$

откуда находим общую зависимость числа тепловых нейтронов, дошедших до глубины Z от поверхности образца ППК:

$$\Phi_n(Z) = \Phi_{n,0}^{\text{тепл}} \cdot \exp(-\lambda_Z Z) \text{ при } 0 \leq Z \leq Z_{\text{max}}. \quad (7)$$

Как легко показать $\lambda_Z = \sigma_{\text{capture}} \rho_{10\text{B}}$, где $\rho_{10\text{B}}$ —

число атомов ¹⁰B⁵ в см³, а $\Phi_{n,0}^{\text{тепл}} = \Phi_n^{\text{тепл}}(Z=0) = 2,1 \cdot 10^{17}$ н/см².

Ясно, что наибольшее поглощение тепловых нейтронов за счет ядерных реакций (1) будет происходить в ППК В₄С, в котором в 1 см³ на один атом углерода приходится четыре атома бора.

Для вычисления глубин для потоков, достигших их тепловых нейтронов, необходимо решить уравнения для значений Z_j:

$$k_j = \Phi_n^{\text{тепл}}(Z = Z_j) / \Phi_{n,0}^{\text{тепл}}. \quad (8)$$

При значении k_j = 0,5 глубину Z = Z_{1/2} можно назвать глубиной полупоглощения потока тепловых нейтронов. Используя выражения (7) и (8), находим уравнение для вычисления глубин Z_j для соответствующих им значений: k_j при j = 1, 2, 3, 4, 5:

$$Z_j = -\frac{\ln(k_j)}{\sigma_{\text{capture}} \rho_{10\text{B}}}. \quad (9)$$

Подставляя в выражение (9) значения коэффициентов k_j для всех трех ППК (BP, В₄С и BN) при пяти значениях коэффициентов k_j = 0,9; 0,7; 0,5, 0,3 и 0,1, были найдены соответствующие глубины в образцах, которые представлены в табл. 5.

После прохождения слоев ППК с толщиной Z_{max} = 50 мкм флюенсы тепловых нейтронов при флюенсе на входе в образцы $\Phi_{n,0}^{\text{тепл}} = \Phi_n^{\text{тепл}}(Z=0) \equiv 2,1 \cdot 10^{17}$ н/см² составят (см. выражение (7)):

$$\left\{ \begin{aligned} BP - \Phi_{n,BP}^{\text{тепл}}(Z_{\text{max}} = 50 \text{ мкм}) &= \\ &= 1,79 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2 (85\%); \\ B_4C - \Phi_{n,B_4C}^{\text{тепл}}(Z_{\text{max}} = 50 \text{ мкм}) &= \\ &= 1,38 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2 (66\%); \\ BN - \Phi_{n,BN}^{\text{тепл}}(Z_{\text{max}} = 50 \text{ мкм}) &= \\ &= 1,69 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2 (80\%). \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Таблица 5

Атомная плотность атомов ¹⁰B⁵ — ρ_{10B} (атом/см³), глубина полупоглощения исходного потока нейтронов Z_{1/2} (мкм), доля нейтронов, прошедших через образец с толщиной Z = Z_{max}, K = Φ(Z = Z_{max})/Φ_{n,0}, Z_{max} = 50 мкм

ППК	ρ _{10B} , атом/см ³	λ _Z ≡ σ _{capture} ρ _{10B} , мкм ⁻¹	Z ₁ , мкм k ₁ = 0,9	Z ₂ , мкм k ₂ = 0,7	Z ₃ , мкм k ₃ = 0,5	Z ₄ , мкм k ₄ = 0,3	Z ₅ , мкм k ₅ = 0,1
BP	0,82 · 10 ²²	3,15 · 10 ⁻³	33	113	220	359	731
B ₄ C	2,17 · 10 ²²	8,33 · 10 ⁻³	13	43	83	136	276
BN	1,12 · 10 ²²	4,30 · 10 ⁻³	24	83	161	263	535

В скобках указан процент прошедших через слои с $Z_{\max} = 50$ мкм ППК тепловых нейтронов. Видно, что поглощение прошедших через такие слои тепловых нейтронов не столь значительное.

Зависимость дозы повреждений по толщине образцов ППК за счет захвата тепловых нейтронов с последующим образованием продуктов деления, таких как α -частицы и ядра отдачи ${}^7\text{Li}$, которые создают за счет упругого рассеяния точечные дефекты (вакансии и междоузельные атомы), с учетом возможного вылета α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ за пределы образцов, если глубины, с которых они вылетают, удовлетворяют соотношениям (5), а движутся они в стороны боковых поверхностей, можно представить в виде [9, 10]:

$$D^{Total}(Z) = 0,5D_{\alpha} \left(1 + \frac{Z}{R^{\alpha}}\right) + 0,5D_{\text{Li}} \left(1 + \frac{Z}{R^{\text{Li}}}\right),$$

при $0 \leq Z \leq R^{\text{Li}}$, (11.1)

$$D^{Total}(Z) = D_{\text{Li}} + 0,5D_{\alpha} \left(1 + \frac{Z}{R^{\alpha}}\right),$$

при $R^{\text{Li}} \leq Z \leq R^{\alpha}$, (11.2)

$$D^{Total}(Z) = D_{\alpha} + D_{\text{Li}},$$

при $R^{\alpha} \leq Z \leq H - R^{\alpha}$, (11.3)

$$D^{Total}(Z) = D_{\text{Li}} + 0,5D_{\alpha} \left(1 + \frac{Z}{R^{\alpha}}\right),$$

при $H - R^{\alpha} \leq Z \leq H - R^{\text{Li}}$, (11.4)

$$D^{Total}(Z) = 0,5D_{\alpha} \left(1 + \frac{Z}{R^{\alpha}}\right) + 0,5D_{\text{Li}} \left(1 + \frac{Z}{R^{\text{Li}}}\right),$$

при $H - R^{\text{Li}} \leq Z \leq H$. (11.5)

Здесь величины $R^{\alpha, \text{Li}} \equiv R_p^{\alpha, \text{Li}} + \Delta R_p^{\alpha, \text{Li}}$, а $R_p^{\alpha, \text{Li}}$ и $\Delta R_p^{\alpha, \text{Li}}$ — проективные пробеги и полуширины пиков максимума дефектообразования (пиков Брега) от α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ в борсодержащих ППК. Это означает, что при выводе выражений (11) не

Таблица 6

Сечения реакций, вызываемых нейтронами с энергией около 14,5 МэВ и нейтронами спектра деления ([1], с. 1128)

Ядро-мишень	Ядерная реакция	Остаточное ядро	Период полураспада продукта	Сечение реакции при энергии нейтрона 14,5 МэВ, 10^{-31} , м ²	Сечение реакции, усредненное по спектру деления ${}^{235}\text{U}$, 10^{-31} , м ²
${}^{10}\text{B}^5$ (19,8%)	$(n, 2n)$	—	—	27	0,18
	(n, t)	—	—	94(20)	23,8
	(n, np)	${}^9\text{Be}^4$	Стабильное	75	—
${}^{11}\text{B}^5$ (80,2%)	(n, p)	${}^{11}\text{Be}^4$	13,57 с	3,3(7)	10^{-3}
	(n, α)	${}^8\text{Li}^3$	0,84 с	30,5(3)	0,14(7)
	$(n, 2n)$	${}^{10}\text{B}^5$	Стабильное	19	0,008
	(n, t)	${}^9\text{Be}^4$	Стабильное	15	—
${}^{12}\text{C}^6$	(n, p)	${}^{12}\text{B}^5$	0,02 с	0,19	$0,26 \cdot 10^{-3}$
	(n, α)	${}^9\text{Be}^4$	Стабильное	80(20)	0,37
	$(n, 2n)$	${}^{11}\text{C}^6$	20,38 мин	0	$4,2(1,4) \cdot 10^{-3}$
	$(n, n\alpha)$	—	—	190	—
${}^{14}\text{N}^7$	(n, p)	${}^{14}\text{C}^6$	5730 лет	80(15)	—
	(n, α)	${}^{11}\text{B}^5$	Стабильное	—	91
	$(n, 2n)$	${}^{13}\text{N}^7$	9,97 мин	7,3(1)	$0,94 \cdot 10^{-3}$
	(n, d)	${}^{13}\text{C}^6$	Стабильное	49	—
	(n, t)	${}^{12}\text{C}^6$	Стабильное	29	—
	(n, np)	${}^{13}\text{C}^6$	Стабильное	46(13)	—
	$(n, 2\alpha)$	${}^7\text{Li}^3$	Стабильное	32	—
${}^{16}\text{O}^8$	(n, p)	${}^{16}\text{N}^7$	7,11 с	41(3)	0,019(1)
	(n, α)	${}^{13}\text{C}^6$	Стабильное	103(20)	11,3
	$(n, 2n)$	${}^{15}\text{O}^8$	122 с	0	$5,3(2,4) \cdot 10^{-6}$
	(n, d)	${}^{15}\text{N}^7$	Стабильное	150	—
	(n, np)	${}^{15}\text{N}^7$	Стабильное	15	—
${}^{31}\text{P}^{15}$	(n, γ)	${}^{32}\text{P}^{15}$	14,3 суток	0,34	—
	(n, p)	${}^{31}\text{Si}^{14}$	2,62 часа	83(5)	$35,5(2,7)$
	(n, α)	${}^{28}\text{Al}^{13}$	2,243 мин	110(10)	1,9(6)
	$(n, 2n)$	${}^{30}\text{P}^{15}$	2,499 мин	12,5(3)	$1,09 \cdot 10^{-3}$
	(n, d)	${}^{30}\text{Si}^{14}$	Стабильное	15	—
	(n, He)	${}^{29}\text{Al}^{13}$	6,52 мин	0,013	—
	(n, np)	${}^{30}\text{Si}^{14}$	Стабильное	100	—

учитывались вклады в дефектообразование от частиц, которые покинули образец, хотя какая-то доля дефектов, созданных ими, и остается в образцах. Именно поэтому выражения (11) хотя и носят приближенный характер, но все же могут быть использованы для оценок.

Тогда с учетом выражения (7) полные зависимости дефектообразования от толщины образцов ППК можно представить как:

$$D^{Final} = D^{Total}(Z) \exp(-\lambda_Z Z),$$

при $0 \leq Z \leq Z_{max}$. (12)

Следует отметить также тот факт, что образующиеся при облучении ППК нейтронами спектра деления продукты ядерных реакций не обладают длительными периодами полураспада, как показано в таблице 6, в которой представлены сечения реакций, вызываемых нейтронами с энергией около 14,5 МэВ и нейтронами спектра деления (см. [6], с. 1128) вместе с периодами полураспада образовавшихся продуктов ядерных реакций.

Как видно из представленной таблицы, долгоживущие продукты ядерных реакций отсутствуют, кроме того, как показано в вычислениях концентрации вакансий и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ в междоузельных положениях, больших флюенсов облучения нейтронами не требуется. Так, например, уже при относительно небольшом флюенсе $\Phi_n^{тепл} = 2,1 \cdot 10^{17}$ н/см² за счет упругого рассеяния α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}^3$ доза повреждений, которая характеризует концентрацию вакансий составляет $D_\alpha + D_{Li} > 0,02$ сна (табл. 5).

Выводы

Расчеты позволяют сделать вывод, что облучение ППК с высоким содержанием природного бора, таких как ВР, В₄С и ВN в реакторах с тепловыми нейтронами позволяет создавать достаточно высокую концентрацию вакансий при достаточно однородном их распределении по объему образцов. Этот факт может иметь важное значение для последующих технологических применений, например, для более эффективной диффузии электрически активных примесей донорного или акцепторного типов по вакансионному механизму при нанесении их на поверхность ППК или при низкоэнергетической имплантации в поверхность ППК при послерадиационных высокотемпературных отжигах. Температура отжига должна быть ниже температур, при которых вакансии можно считать подвижными, с тем, чтобы диффузия технологических примесей происходила по термофлуктуационному механизму.

При этом создаваемые радиационные дефекты оказываются достаточно однородно распределенными по объему облучаемых ППК при выборе образцов ППК с толщинами Z_{max} , такими, чтобы ослабление пучка тепловых нейтронов (см. выражения (7), (12)) за счет их вступления в реакцию (1), то есть поглощения по мере прохождения образца по толщине было относительно небольшим и определяемым необходимыми требованиями по технологическим применениям.

Кроме того, следует особо отметить, что применение при облучении тепловыми нейтронами регулярных структур (то есть с так называемым “маскированием” или литографией), изготовленных из материалов с высокими поглощающими способностями по отношению к тепловым нейтронам, может дать возможность создавать объемные наноразмерные регулярные распределения вакансий и соответственно примесей после завершения проведения диффузионных процессов.

В связи с тем, что в химический состав рассмотренных ППК, типа А^{III}В^{IV} (В₄С) и А^{III}В^V (ВР и ВN), входят только легкие химические элементы, то активации от продуктов радиоактивного их распада с большими периодами полураспада практически не будет (табл. 6).

Литература

1. Workshop on solute segregation and phase stability during irradiation. Ed. J.O. Stiegler. J. Nucl. Mater., 1979, v. 83, no. 1/2, p. 281 – 283.
2. Bolse W., Schattat B. Atomic mixing in thin film systems by swift heavy ions. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2002, B190, p. 173 – 176.
3. Li Z.C., Yu D.P., Liu B.X. Manipulation of ordered layered structures by interface-assisted ion-beam mixing in immiscible Ag – Co and Ag – Ni systems. Phys. Rev. B, 2002, v. 65, p. 245403-1 – 245403-6.
4. Nastasi M., Mayer J.W. Ion Beam Mixing and Liquid Interdiffusion. Rad. Eff. And Def. in Solids, 1994, v. 130 – 131, p. 367 – 385.
5. Микушкин В.М., Сысоев С.Е., Гордеев Ю.С. Создание наноструктур ионной бомбардировкой полупроводников и высокотемпературных сверхпроводников. Изв. РАН, сер. физическая, 2002, т. 66, № 4, с. 588 – 592.
6. Физические величины. Справочник, под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, Москва, Энергоатомиздат, 1991, 1234 с.
7. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Иностранная литература, 1954, 658 с.
8. Biersack J.P., Haggmark L.G. A Monte Carlo Computer Program for the Transport of Energetic Ions in Amorphous

- Targets. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1980, B174, p. 257 – 269.
9. Голубок Д.С., Дидык А.Ю., Иванов Л.И., Новакова А.А., Семина В.К., Хофман А. Расчет дозы повреждений в аморфном сплаве $Fe_{77}Ni_2Si_{14}B_7$, облученном на импульсном реакторе быстрых нейтронов ИБР-2. Труды XVII Международного совещания “Радиационная физика твердого тела”, Севастополь, Крым, 2007, с.73 – 82.
10. Голубок Д.С., Дидык А.Ю., Хофман А. Расчет дозы повреждений в аморфном сплаве $Fe_{77}Ni_2Si_{14}B_7$, облученном на ядерном реакторе ИБР-2. Препринт ОИЯИ Р17-2007-115, Дубна, ОИЯИ, 2007, 11 с.

***Дидык Александр Юрьевич** — Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н.Флерова (г. Дубна Московской области), доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник. Специалист в области радиационной физики твердого тела и ускорительной техники.*

***Власукова Людмила Александровна** — Белорусский государственный университет, факультет физической электроники, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. Специалист в области радиационной физики твердого тела.*

***Хофман Анджей** — Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н.Флерова (г. Дубна, Московской области), Институт атомной энергии (Польша, г. Свек), доктор технических наук, ведущий научный сотрудник. Специалист в области радиационной физики твердого тела.*