

В. М. Кошкин, Ю. Р. Забродский

ЗОНА НЕУСТОЙЧИВОСТИ И КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

1. Введение

Впервые зоны неустойчивости (т. е. области вокруг вакансий, где попавшие в них межузельные атомы рекомбинируют с вакансиями безактивационно, с вероятностью, равной единице и не зависящей от температуры) были обнаружены в результате машинного эксперимента [1]. Было показано, что при выбранный авторами модели в кристалле меди существует зона неустойчивости (ЗН), охватывающая около 50 узлов решетки. Другим указанием на существование зон неустойчивости явились результаты исследований дозовых зависимостей концентраций радиационных дефектов, показывающие, что с увеличением дозы облучения концентрация дефектов стремится к насыщению. Для объяснения этого явления в [2, 3] было использовано понятие зоны неустойчивости. Так как при радиационных нарушениях межузельные атомы и вакансии образуются в равных количествах, то, пренебрегая уходом их на стоки и учитывая только возможность их взаимной рекомбинации, будем полагать концентрации вакансий (c_v) и межузельных атомов (c_d) равными: $c_v = c_d$. Пусть зона неустойчивости для данного кристалла содержит f межузельных позиций, а концентрация радиационно введенных дефектов равна c_d и пропорциональна суммарной дозе облучения. Тогда в единице объема кристалла при увеличении c_d на dc_d имеется Ndc_d новых межузельных атомов, которые могут распределиться по Nfc_v неустойчивым положениям в зонах неустойчивости Nc_v вакансий и $(1-fc_v)N$ устойчивым положениям (N — число атомов в единице объема). Ясно, что при этом изменение концентрации межузельных атомов в устойчивых положениях описывается дифференциальным уравнением $dc_d = (1-fc_v)dc_d$, интегрируя которое, получаем [2]

$$c_d = \frac{1}{f} \left(1 - e^{-fc_d}\right). \quad (1)$$

Число позиций f в зоне неустойчивости, оцененное в [2] из сравнения (1) с экспериментальными данными [4] для металлов, дало $f \approx 10^3$. В работе [3] также была получена зависимость концентрации дефектов от дозы облучения кристалла. Однако в отличие от [2] в [3] использовалось более реалистичное распределение дефектов по расстояниям, чем использованное в [2] равномерное

распределение по всему объему. Приведем кратко ход рассуждений [3]. Вероятность того, что ближайший межузельный атом находится на расстоянии r от данной вакансии, равна [5]: $P(r) = 4\pi r^2 c_i \exp\left(-\frac{4}{3}\pi r^2 c_i\right)$. Вероятность же того, что этот атом находится в зоне неустойчивости вакансии, равна

$$\int_0^{r_0} P(r) dr = 1 - \exp(-fc_i),$$

где $f = \frac{4\pi}{3}(r_0/a)^3$, а r_0 — радиус зоны неустойчивости.

Следовательно, при изменении концентрации дефектов на dc_d оставшаяся после рекомбинации в зонах неустойчивости концентрация дефектов изменяется на $dc_d = \exp(-fc_i) dc_d$, откуда после интегрирования получаем [3]

$$c_i = \frac{1}{a^3} \ln(fc_d + 1). \quad (2)$$

В (2) в отличие от (1) учтен тот факт, что с данной вакансией может аннигилировать только один межузельный атом, независимо от того, сколько их находится в зоне неустойчивости. Зоны неустойчивости, таким образом, играют существенную роль в радиационной физике кристаллов.

В данном обзоре рассмотрен физический механизм их возникновения. Рассматривается образование зон неустойчивости не только вблизи точечных дефектов, но и вблизи других взаимодействующих дефектов в твердых телах. Излагаются данные о проявлениях зон неустойчивости при существенно неоднородном распределении взаимодействующих дефектов. Приводятся данные о влиянии фокусировки атомных соударений на вероятность аннигиляции вакансий и межузельных атомов. Дан обзор теоретических и экспериментальных результатов исследования образования радиационных дефектов в рыхлых кристаллических структурах, обладающих рекордной радиационной стойкостью. Специальный параграф посвящен анализу особенностей радиационных процессов, имеющих место в условиях многократного импульсного дефектообразования радиационно стойких и нестойких кристаллов.

2. Происхождение и размеры зон неустойчивости

Определим условия возникновения зон неустойчивости в кристаллах [6—8]. Рассмотрим кристалл с двумя взаимодействующими дефектами: A и B . Пусть для определенности B более подвижен, чем A ($U_B^0 < U_A^0$, где U_m^0 — энергия миграции соответствующего дефекта в идеальной решетке). Энергия дефекта B в поле периодической решетки и дефекта A имеет вид

186

$U_B(r) = U_{AB}(r) + U_B^0(r)$,
где $U_{AB}(r)$ — энергия взаимодействия A и B ; $U_B^0(r)$ — энергия B в идеальной решетке (отсутствие A).

Ясно, что $U_B^0(r)$ — периодическая функция с периодом, равным периоду решетки в направлении r , и с амплитудой, равной U_m^0 . Устойчивые положения B в решетке определяются минимумами $U_B(r)$, а ближайшее к A устойчивое положение — наименьшим корнем уравнения $dU_B(r)/dr=0$:

$$\left| \left(\frac{dU_{AB}}{dr} \right)_{r=r_0} \right| = \max_{r \in (0, a)} \left(\frac{dU_B^0}{dr} \right), \quad (3)$$

где r_0 — искомое расстояние между A и B , на котором находится первое устойчивое положение дефекта B , — размер зоны неустойчивости.

В том случае, если $(dU_{AB}/dr)_{r < r_0} > 0$, дефект B , попав в зону $r < r_0$, безактивационно скатывается к A . Если $(dU_{AB}/dr)_{r < r_0} < 0$, то B , попав в область $r < r_0$, безактивационно выталкивается на расстояние r_0 от A .

2.1. Зоны неустойчивости точечных дефектов

При электростатическом взаимодействии между вакансиями (v) и межузельным атомом (i), когда $U_{iv} = e_i e_v / 4\pi$, где $e_{i(v)}$ — заряд i (v), ϵ — диэлектрическая проницаемость, получаем из (3) [6]

$$r_0 = \beta \sqrt{\frac{e_i e_v a}{\epsilon U_m^0}}, \quad (4)$$

где a — межатомное расстояние; $\beta \approx 1$ — константа, зависящая от вида потенциального рельефа.

Если в кристалле существует заметная концентрация свободных носителей заряда n , кулоновское взаимодействие i с v экранируется [9]. В этом случае потенциал взаимодействия

$$U_{iv} = \frac{e^2}{er} \exp(-kr),$$

где $k^2 = 6\pi n e^2 / \mu$; μ — энергия Ферми. Уравнение (3) в этом случае имеет вид

$$\frac{e^2}{\epsilon} \left(\frac{k}{r_0} + \frac{1}{r_0^2} \right) e^{-kr_0} = \beta^{-2} \frac{U_m^i}{a}. \quad (5)$$

Как показывают оценки по (5), при $n \approx 10^{22}$ см⁻³ $r_0 \approx a$, т. е. прямое электростатическое взаимодействие не создает зону неустойчивости в металлах.

В этом случае причиной возникновения ЗН может быть упругое взаимодействие между i и v . Для оценки величины ЗН воспользуемся потенциалом упругого взаимодействия [10]:

187

$$U_{te} = \frac{G\Delta V_t \Delta V_v}{r^6}, \quad (6)$$

где G — модуль сдвига; $\Delta V_{t(v)}$ — изменение объема кристалла, вызванное $t(v)$ со своим знаком. (Уместно использовать именно потенциал $\sim r^{-3}$ вместо обычного для центров дилатации $\sim r^{-6}$, поскольку реальный точечный дефект всегда создает локально-анизотропные искажения решетки). Тогда из уравнения (3) для r_0 получаем

$$r_0 = \beta^{1/2} \left(\frac{3GA\Delta V_t \Delta V_v}{U_m^i} \right)^{1/4}. \quad (7)$$

Оценки при $G \approx 10^{12}$ дин/см², $U_m^i = 0.05$ эВ, $\Delta V_t = \Delta V_v \approx 4 \cdot 10^{-24}$ см³ (что соответствует смещению ближайших к дефектам атомов из своих узлов на 0.1 Å) дают $r_0 \approx 10$ Å.

Отметим, что представление упругого взаимодействия точечных дефектов в континуальной модели теории упругости (6) является очень грубым приближением на малых расстояниях между дефектами. Для точного определения упругих зон неустойчивости следовало бы рассчитывать решеточные суммы. Поэтому выражение (7) должно рассматриваться лишь как основа для качественных оценок в первую очередь потому, что (6) количественно справедливо только при $r \gg a$. Кроме того, значение G в нарушенной области может существенно отличаться от такового для идеального кристалла.

Как уже отмечалось, впервые обнаруженная при машинном моделировании радиационных повреждений в меди [11] зона неустойчивости содержала только около 50 межузельных позиций. Между тем эксперименты по облучению металлов приводят к значительно большим значениям: 100—1000 атомов объемов в зоне неустойчивости [2, 12]. Так, например, в [12] приводятся следующие экспериментальные значения числа позиций f межузельного атома в зоне неустойчивости некоторых металлов: $f_V = 630$, $f_{Nb} = 540$, $f_T = 280$, $f_M = 200$, $f_W = 190$. Эти значения f соответствуют радиусам зоны неустойчивости от $r_0 = 6$ для V до $r_0 = 4$ для W в предположении о сферичности ЗН. Существование этих ЗН связано с упругим взаимодействием вакансии—атом в межузелии. Естественно было бы ожидать значительно большие значения r_0 в ионных кристаллах с кулоновским взаимодействием между дефектами и низким значением диэлектрической проницаемости. Действительно, в [13] были экспериментально определены размеры ЗН для кристаллов KCl и KBr, который оказался равным ~30 Å при 4 К. Если воспользоваться экспериментальными значениями энергии миграции межузельного иона галогена в KBr и KCl 0.06 эВ [14] и 0.03 эВ [15] соответственно, то вычисления r_0 по (4) при $\beta = 1$ дают ~25 Å для KBr и ~35 Å для KCl. Эти оценки хорошо согласуются с экспериментальными значениями r_0 , полученными в [13]. В работе [16] по формуле (4) был вычислен радиус r_0

ЗН для другого ионного кристалла — MgO, который оказался равным ~10 Å. Это значение позволило удовлетворительно объяснить экспериментальные данные [16] о действии рентгеновского излучения на кристаллы окиси магния. В гомеополярных кристаллах также обнаруживаются ЗН. В работах [17, 18] для объяснения экспериментов по ионному легированию Si также была успешно использована оценка радиуса ЗН (4). Вид потенциальной энергии межузельного атома зависит от его расстояния до вакансии изображен на рис. 1.

Таким образом, существование зон неустойчивости дефектов является общим свойством подавляющего большинства кристаллов. С ростом температуры r_0 растет, так как уменьшается высота барьера ($U_m - 1/4 kT$), но верхний предел (r_0)_{max} = a^2/kT [17]. Взаимодействие дефекта в квантовых кристаллах также приводит

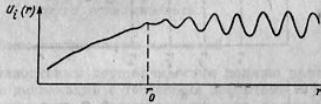


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии межузельного атома от расстояния между ним и вакансий.

к возникновению ЗН. Характерная длина в квантовых кристаллах — параметр Лифшица—Андреева [19] R_0 — расстояние наименьшего сближения двух вакансий (примесей). Поскольку энергии миграции вакансий и примесей в кристаллическом гелии малы: $U_m \approx 10^{-3}$ эВ, то размеры ЗН оказываются большими. При $R_0 < r_0$ сечение отталкивания определяется уже не R_0 , а величиной r_0 ЗН [20].

Поскольку рекомбинация классических неустойчивых пар происходит безактивационно, то время ее жизни практически не зависит от температуры (в отличие от пар Френкеля) и определяется расстоянием между вакансиями и межузельными атомом. В [21, 22] было оценено время жизни неустойчивой пары для случая кулоновского взаимодействия. Оценка [21] времени возврата атома в свою вакансию без учета соударений последнего даст время жизни ~10⁻¹⁰—10⁻¹¹ с. В [22] развита теория возврата атома в вакансию с учетом его рассеяния на других атомах решетки в ЗН. Оценки по [22] также дают время жизни 10⁻¹⁰—10⁻¹¹ с.

2.2. Зоны неустойчивости точечных дефектов при наложении двух потенциалов взаимодействия

Возможны случаи, когда обе силы (кулоновская и упругая) действуют одновременно. Если обе силы одного знака (либо притяжения, либо отталкивания), то ЗН определяется более дальней

действующей из двух сил. Случаи же, соответствующие разным знакам упругого электростатического потенциала, представляют особый интерес [8]. В этих случаях уравнение (3) оказывается неполным и следует рассмотреть решения непосредственно уравнения $dU_i/dr=0$, которое в этом случае имеет вид

$$-\frac{e_1 e_2}{r^2} - \frac{3G\Delta V_i \Delta V_o}{r^4} + \frac{dU_i^0}{dr} = 0.$$

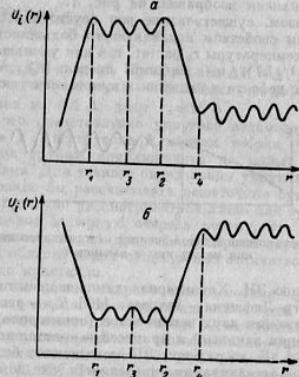


Рис. 2. Потенциальный рельеф для межузельного атома при совместном электростатическом и упругом взаимодействии междузубия и вакансии. а — кулоновское отталкивание и упругое притяжение; б — упругое отталкивание и кулоновское притяжение.

На рис. 1 изображен ход потенциальной энергии i в кристалле для двух возможных соотношений знаков потенциалов, где $r_3=(6eG\Delta V_i \Delta V_o/e_1 e_2)^{1/4}$, а r_1, r_2, r_4 определяются как положительные корни уравнений:

$$\frac{e_1 e_2}{r^2} + \frac{3G\Delta V_i \Delta V_o}{r^4} \pm \beta^{-1} \frac{U_m^0}{a} = 0.$$

Отметим, что провал в стационарных состояниях i между r_2 и r_4 существует только при выполнении условия

$$\left| \frac{e_1^2 e_2^2}{2\pi^2 G\Delta V_i \Delta V_o} \right| > \beta^{-1} \frac{U_m^0}{a}. \quad (8)$$

Оценки показывают, что $r_0 \approx 5-10 \text{ \AA}$, а условие (8) выполняется практически всегда. При $r_1 < r < r_2$, когда упругая и кулоновская силы компенсируются, может проявляться собственный миграционный рельеф кристалла (см. рис. 1).

Таким образом, видно, что в том случае, если одновременно действуют две силы противоположного знака, в системе возникает либо барьер для аннигиляции дефектов (при $\Delta V_i \Delta V_o < 0, e_1 e_2 > 0$) (рис. 2, а), либо барьер для их расходления на бесконечность в обратном случае (рис. 2, б), причем величина этих барьеров может существенно превышать U_m^0 . В случае $\Delta V_i \Delta V_o > 0$ и $e_1 e_2 < 0$ возникает связанный состоянию $i-v$, которое при достаточно низкой температуре будет иметь большое время жизни и может рассматриваться как единная квазичастица. В этой связи представляет интерес исследование бинарных соединений, где межузельные ионы и ваканси, заряженные одновременно, могут упруго притягиваться или разноименно заряженные межузельные ионы — упруго отталкиваться.

2.3. Зоны неустойчивости дислокаций

К аналогичным неустойчивостям должно приводить и взаимодействие дислокаций с точечными дефектами и друг с другом. В диэлектрических и полупроводниковых кристаллах в случае, если дислокация оказывается заряженной, вокруг нее возникает кулоновская зона неустойчивости для заряженных точечных дефектов. Поскольку точечный заряд e взаимодействует с заряженной прямой с плотностью заряда σe с силой $F(r)=2e^2\sigma/r^2$, то вокруг дислокации появляется ЗН цилиндрической формы с радиусом

$$r_{DT} = \beta^2 \frac{2e^2 a \sigma}{e U_m^0}.$$

Если $U_m^0 \approx 0.05 \text{ эВ}, \varepsilon = 8, \sigma \approx 10^7 \text{ см}^{-1}$, получаем $r_{DT} \approx 10-40 \text{ \AA}$. При взаимодействии двух параллельных заряженных дислокаций возникает ЗН с радиусом

$$r_{DD} = \beta^2 \frac{12e^2 \sigma_1 \sigma_2 a^2}{U_m^0 e},$$

где σ_1 и σ_2 — линейные плотности заряженных центров на дислокациях; U_m^0 — энергия пайерлсовского барьера. При $U_m^0 = 0.05 \text{ эВ}, \sigma_1 = \sigma_2 = 10^7 \text{ см}^{-1}, \varepsilon = 3$ получаем $r_{DD} \approx 10 \text{ \AA}$.

В случае упругого взаимодействия дислокации и точечного дефекта энергия взаимодействия имеет вид [23]

$$W(r, \theta) = \frac{1}{3\pi} \frac{1+v}{1-v} G b \Delta V \frac{\sin \theta}{r},$$

где b — вектор Бюргерса; v — коэффициент Пуассона; G — модуль сдвига; ΔV — изменение объема при введении дефекта. Тогда размер зоны неустойчивости равен

$$r_{DT} = \beta \left(\frac{1}{3\pi} \frac{1+v}{1-v} Gba \frac{|\Delta V \sin \theta|}{U_m} \right)^{1/2}.$$

При $\theta = \pm \pi/2$, $G=10^{12}$ дин/см², $U_m=0.05$ эВ, $\Delta V=5 \cdot 10^{-24}$ см³, $b=2 \cdot 10^{-8}$ см получаем $r_{DT} \approx 20-30$ Å. При этом если $\Delta V \sin \theta < 0$, то зона неустойчивости соответствует притяжению, а если $\Delta V \sin \theta > 0$, — отталкиванию. В том полупространстве, где притягиваются вакансии, межузельные атомы отталкиваются, и наоборот. Таким образом, вблизи дислокации в цилиндре с радиусом r_{DT} получается обедненная точечными дефектами зона.

Величины r_{DT} определяют сечения захвата разных точечных дефектов дислокациями и, в частности, должны быть определяющими в явлениях преференса. В интерпретации фотокимического эффекта в полупроводниках, обнаруженного Осильяном с сотрудниками [24], вероятно, должно оказаться существенным изменение сечений абсолютного выталкивания и абсолютного захвата дислокаций — примесей и дислокаций — дислокация при фотостимулированном изменении зарядовых состояний примесей и дислокаций, когда изменяется относительный вклад упругого и электростатического взаимодействий.

Две параллельные дислокации упруго взаимодействуют с синтетическими дислокациями $F=Gb_1b_2/2\pi\gamma r$, где $\gamma=1$ для краевых и $\gamma=1-v$ для винтовых дислокаций. Зона неустойчивости, в соответствии с (3), имеет размер

$$r_{DD} = \beta^2 \frac{Gb_1b_2a^2}{2\pi\gamma U_n}.$$

Оценки при тех же значениях констант, что и выше, дают $r_{DD} \approx 10-20$ Å. Разумеется, зоны неустойчивости подвижных дислокаций существенны в кристаллах с малым барьером Пайерлса, т. е. в ионных кристаллах и металлах, и должны учитываться при исследовании процессов упрочнения при сильных пластических деформациях и образования леса дислокаций. Следует учитывать также появление областей неустойчивости дислокаций вблизи макроскопических включений. Радиус зоны неустойчивости в этом случае описывается по (7) с заменой U_m на U_n . Поскольку ΔV в этом случае на несколько порядков превосходит соответствующую величину для точечного дефекта, эффективность пинчинга дислокаций на включениях очень велика.

Таким образом, всегда, когда амплитуда периодического потенциала миграции каких бы то ни было дефектов в кристалле невелика, вокруг малоподвижного дефекта существует область с характерным размером r_0 , где подвижные дефекты неустойчивы и при любой сколь угодно низкой температуре в пределах этой области взаимодействующие дефекты отсутствуют. В этом случае, если потенциал взаимодействия соответствует притяжению, величина πr_0^2 представляет собой сечение абсолютного захвата,

при потенциале отталкивания r_0 является расстоянием максимального сближения (как в модели твердых сфер), т. е. сечением абсолютного вытеснения.

3. Зоны неустойчивости в процессах радиационного дефектообразования

3.1. Одиночные радиационные дефекты

Характерное расстояние между вышедшим из узла атомом и образовавшейся при этом вакансии в приближении твердых сфер без учета периодической структуры кристалла [2] равно

$$X \approx \frac{4a_0 E}{\pi^2 a^2 e^3 N (Z_1 Z_2)^{1/6}}, \quad (9)$$

где E — начальная кинетическая энергия атома; Z_1 , Z_2 — атомные номера элементов, из которых состоит решетка; a_0 — боровский радиус. Если атом не покинул ЗН «своей» вакансии, то он безактивационно рекомбинирует с ней и устойчивый дефект не возникает. Оценки по (9) показывают: для того чтобы атом покинул ЗН «своей» вакансии, создавая устойчивый дефект ($X > r_0$), он должен получить значительную энергию $E \geq 10$ кэВ (при $r_0 \geq 10$ Å). При таких условиях ясно, что подавляющая часть межузельных атомов рекомбинирует со «своими» вакансиями, не создавая устойчивого радиационного дефекта.

Значение X в (9) — среднее расстояние между вакансиями и покинувшим ее атомом, относящееся к некристаллическим телам. Ниже мы рассмотрим особенности процесса дефектообразования в периодических структурах. Распределение межузлий по расстояниям вне ЗН проанализировано в [25] и подтверждено в [26]. Проведенное в [26] рассмотрение позволяет переосмыслить порог Зейтца как энергию, необходимую для создания устойчивого дефекта вне зоны неустойчивости. При изучении радиационных свойств квантовых кристаллов необходимо учитывать упомянутые выше явления [20].

Существуют, однако, различные механизмы стабилизации комплекса неустойчивой пары, предотвращающие их рекомбинацию. В [27] количественно исследовано три таких механизма. Одним из них является перекрытие зон неустойчивости двух вакансий, принадлежащих неустойчивым парам. В этом случае появляется отличная от пуля вероятность того, что межузельный атом одной пары рекомбинирует с вакансией другой пары, а оставшийся атом будет находиться вне зоны неустойчивости вакансии. Из двух неустойчивых пар может образоваться одна новая неустойчивая пара и одна пара Френкеля. Другой возможностью предотвращения рекомбинации межузельного атома и вакансии является закрепление межузлий в решетке при образовании его комплекса

с примесью. Подробно о твердотельных реакциях с учетом ЗН см. в [28]. Третий возможный механизм стабилизации дефектов, происходящих из неустойчивых пар, связан с возможным образованием локализованных состояний электрона или дырки в поле неустойчивой пары. Локализация носителя заряда приводит к экранировке потенциала притяжения дефектов, значительно ослабляя его. Поэтому при выполнении определенных условий в зоне неустойчивости появляются минимумы потенциальной энергии междузелльного атома — дефекты стабилизируются. С неустойчивыми парами связано также и предложенный в [29] специфический механизм локального увеличения подвижности дефектов. Энергия, выделяющаяся при рекомбинации неустойчивой пары, реализуется в генерации упругих волн, приводящих к «радиационной тряске», что становится причиной ускорения миграции расположенного по соседству дефекта. В [30] при машинном моделировании была продемонстрирована возможность такого механизма радиационно-стимулированной диффузии.

В периодических структурах при угле атаки дефектообразующей частицы, превышающем предельный угол фокусировки, выбитые атомы в кристалле ведут себя практически так же, как в аморфном материале, и вследствие больших углов рассеяния уходят от образовавшейся вакансии в среднем на небольшие расстояния, описываемые (9). Поэтому оказывается, что основным механизмом создания долгоживущих дефектов Френкеля в кристаллах является фокусировка атомных соударений. Именно этот механизм делает наличие ЗН только необходимым, но не достаточным условием радиационной стойкости. Разумеется, это может служить критерием для сравнения радиационной стойкости лишь идеально чистых материалов с различной кристаллической решеткой. В настоящее время известно два структурных класса полупроводников и диэлектриков, обладающих аномально высокой радиационной стойкостью: полупроводники In_xTe_3 , Ga_xTe_3 , Ga_xSe_3 [31—33] и диэлектрики Y_xO_3 [34] и In_xO_3 [35], радиационный ресурс которых на много порядков выше, чем у других неметаллических материалов. В [33, 35] было показано, что радиационная стойкость этих кристаллов связана со значительным содержанием в них стехиометрических вакансий, т. е. таких вакансий, концентрация и расположение которых зависит только от выполнения валентных соотношений типа кристаллической структуры и не зависит от температуры или предыстории образца [36]. Стехиометрические вакансии являются не дефектами кристаллической решетки, а естественным структурным элементом таких кристаллов. Так, например, решетка типа In_xTe_3 имеет такую же структуру сфалерита, как $CdTe$, однако в In_xTe_3 1/3 узлов катионной подрешетки вакантны. В кристаллах с решеткой типа Mn_xO_3 1/4 часть анионной подрешетки вакантна по сравнению с базовой для этой структуры решеткой флюорита (CaF_2). Как известно [2], цепочки фокусированных соударений распространяются только в плотноупакованных высокосимметрических направлениях. В [35]

показано, что как простая, так и дополнительная фокусировка в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ отсутствуют во всех четырех перечисленных выше структурах независимо от параметров потенциала взаимодействия из-за дефокусирующего влияния атомов первого «координационного цилиндра» вокруг этих направлений. Так, вдоль $\langle 110 \rangle$ имеются треугольные атомные линзы, плоскость которых наклонена под углом 60° к оси фокусировки, такие линзы оказываются дефокусирующими. Что же касается направления $\langle 111 \rangle$ — единственного направления, кроме вышеуказанных, в котором возможна фокусировка, то для решеток сфалерита ($CdTe$) и флюорита (CaF_2) фокусировка осуществляется [35, 37]. В то же время в решетках типа In_xTe_3 и Mn_xO_3 образование цепочек фокусированных замещений не происходит. Это связано с тем, что фокусирующие треугольные линзы в этом направлении из-за наличия в структуре стехиометрических вакансий разрушены, оказываются асимметрическими и дефокусируют цепочки соударений.¹ Таким образом, динамические краудоны в этих рыхлых структурах не образуются и характерное расстояние между вакансией и покинувшим ее междузелльным атомом может быть оценено по (9), как некристаллической модели вещества. В этом случае, как указывалось выше, выбитый междузелльный атом практически всегда остается в пределах зоны неустойчивости и поэтому точечные дефекты радиационного происхождения должны в основном аннигилировать.

Развитый выше подход подтверждается анализом экспериментальных данных о радиационных свойствах кристаллохимически различных материалов структурных типов MoO_3 , BiF_3 , $NaCl$, CaF_2 , TiO_2 , Mn_xO_3 [35], показывающим, что радиационная стойкость материалов при переходе от одного структурного типа к другому возрастает с уменьшением числа фокусирующих направлений и углов фокусировки, что в целом соответствует переходу от плотноупакованных к более рыхлым структурам. Из изложенного ясно, что существуют кристаллические структуры, радиационные дефекты в которых неустойчивы, а такие материалы являются радиационно стойкими. С этой точки зрения большой интерес представляют также кристаллы с симметрией, более низкой, чем кубическая или гексагональная. Кристаллохимически такие структуры можно рассматривать, например, как искаженную кубическую или гексагональную. Такие искажения структуры приводят к «гофрировке» рядов, что ухудшает возможность простой фокусировки и, кроме того, может сделать атомные линзы

¹ Количественное определение углов и энергий фокусировки весьма критично, так как очень небольшим вариациям потенциала взаимодействия атомов. Однако факт дефокусировки вследствие наличия сильно асимметрических линз очень слабо зависит от выбранного потенциала [35]. Поэтому определение возможности или невозможности фокусировки в данном кристаллографическом направлении при машинном моделировании является в известном смысле абсолютным.

несимметричными или «сместить» линзы таким образом, что их геометрический центр не будет совпадать с осью фокусирующейся цепочки. Это также должно приводить к дефокусировке, хотя и не столь сильной, как при полном разрушении линзы при наличии в ней стехиометрической вакансии. Примером такой структуры является SnSe, имеющий «искаженную» решетку NaCl. Эти рассуждения подтверждают экспериментальными результатами работы [38], в которой показана относительно высокая по сравнению с кристаллами с высокосимметричной структурой радиационная стойкость кристаллов SnSe.

Если при «искажениях» симметричной структуры симметричность линзы вдоль какого-либо направления сохраняется, то радиационная стойкость остается небольшой (например, TiO₂ [36]). Радиационная стойкость материалов — одно из важнейших свойств для ряда областей науки и техники. На основе радиационно стойких полупроводников типа In₂Te₃ создан ряд устройств для регистрации ионизирующих излучений, а также фото-, термо- и тензорезисторов, сохраняющих работоспособность после воздействия больших доз ионизирующих излучений (см., например, [39]).

3.2. Зоны неустойчивости и рекомбинация дефектов в скоплениях

Описанные выше процессы рекомбинации дефектов относятся к случаю изолированной пары вакансий — атом в межузлии. Рассмотрим роль зоны неустойчивости в рекомбинации дефектов в скоплениях, образующихся вдоль траектории движущегося в кристалле высоконергетического иона (трека) или под действием первично выбитого быстрым нейтроном или протоном атома (каскады смещений, области локального плавления).

Быстрый ион теряет энергию при движении в кристалле не равномерно, что является причиной различной структуры нарушенных, возникающих на разных участках трека. На начальном его участке, где скорость иона максимальна, образование дефектов происходит наиболее интенсивно, при этом основным механизмом их образования является ионизационный [2]. Поскольку ионизация происходит в цилиндре с радиусом $r_0 \approx 10 \text{ \AA}$ [2] вдоль траектории иона, а средняя длина пробега (с учетом процессов фокусировки) покинувшего узел иона $r_i \approx 100 \text{ \AA}$ [2], формирующийся трек имеет «двухзонную» структуру [40], при которой область вдоль оси трека с радиусом r_0 , обогащена вакансиями, а область в виде цилиндрического слоя от $r_i - r_0$ до $r_i + r_0$ — межузельными атомами. На среднем участке трека скорость иона уже мала для создания большого количества дефектов с помощью ионизационного механизма, но еще слишком велика для образования дефектов с помощью каскадов соударений [2]. На этом этапе образуется относительно мало дефектов и трек представляет собой хаотически расположенные отдельные пары вакансий — атом в межузлии. На последнем, третьем участке замедлившийся ион

196

образует каскады соударений, окончательно останавливающаяся в решете кристалла [2]. На этом этапе трек представляет собой полностью нарушенный участок кристалла, в котором большое число вакансий и межузельных атомов распределены хаотически и равномерно. Такое «трехэтажное» строение трека качественно согласуется с экспериментально наблюдавшимся [41] в опытах с ионными кристаллами.

Условия безактивационной рекомбинации дефектов на втором участке трека, где образуются одиночные пары дефектов, рассматриваются в предыдущем разделе. Рассмотрим условия безактивационного «хлопывания» трека на первом участке [42]. Говоря о «хлопывании», мы имеем в виду процесс, при котором цилиндрический слой, пересыщенный межузельными атомами, окружающий цилиндрическую область, пересыщенную вакансиями, под влиянием сил притяжения (кулоновских или циркулярных) безактивационно как целое анигилирует с областью, пересыщенной вакансиями. Вообще говоря, этот процесс может привести не к полной, а к частичной анигилиации пространственно разобщенных областей, обогащенных вакансиями и межузельными атомами соответственно. Если $f_v(r)$ и $f_i(r)$ — функции распределения межузельных атомов и вакансий по расстояниям от оси трека, то сила, действующая на межузельный атом в точке r при кулоновском взаимодействии между дефектами, равна

$$F(r) = -\frac{2e^2}{er^2} \left\{ 2\pi \int_0^{R_0} [f_v(r) - f_i(r)] r dr + 1 \right\}.$$

В этом случае, когда межузельный атом находится на расстоянии $r < R_0$ (R_0 определяется из уравнения, аналогичного (3) [42]), имеем

$$\frac{2e^2}{eR_0^2} \left\{ 2\pi \int_0^{R_0} [f_v(r) - f_i(r)] r dr + 1 \right\} = B^{-1} \frac{U_i}{a}. \quad (10)$$

Здесь U_i — энергия миграции межузельного атома в сильно нарушенной решетке, которая, вообще говоря, может существенно отличаться от соответствующей величины U_m в идеальной решете. При этом атом оказывается в области, которую можно назвать макрозоной неустойчивости, образованной кулоновским зарядом всех вакансий и межузельных атомов, лежащих ближе данного иона к центру трека, вследствие чего последний безактивационно скатывается к центру трека, т. е. как раз к той области, где сосредоточены вакансии, и рекомбинирует с одной из них.

Как видно из сопоставления (4) и (10), размеры макро- и микрозон неустойчивости отличаются множителем \sqrt{c} , где $c = 2\pi \int_0^{\infty} f(r) r dr$ — концентрация дефектов в разделенных распределениях f_i и f_v . Величина R_0 , определенная как эксперимен-

197

тально [40], так и из [10], если полагать $U_e \approx 0.05$ эВ, для типичных f_i и f_e , составляет [42] 50–70 Å. Если выполняется условие $R_0 > r_0$, то большинство межузельных ионов оказывается внутри макрозоны неустойчивости и рекомбинирует с вакансиями — большая часть дефектов трека «залечивается». При обратном неравенстве большинство ионов находится вне макропоны и не рекомбинирует с вакансиями — трек «замораживается» и может быть обнаружен экспериментально. Укажем, что, поскольку в каскаде соударений, вызванном быстрым нейтроном, также обычно имеет место разделение областей, обогащенных межузельными атомами и вакансиями, соответственно макропоны неустойчивости могут осуществляться и в этом случае.

Проведенное выше рассмотрение может быть использовано для описания релаксации решетки в том случае, если концентрация дефектов, которая по обычным меркам может быть очень высокой, достаточно мала, чтобы можно было говорить о точечном дефекте в кристалле. В областях же, где концентрация смешанных атомов сравнима с единицей, естественно говорить не о скоплении дефектов, а о локальном плавлении кристалла [43], возникающем вследствие разогрева при размене энергии первично выбитого быстрым нейтроном или ионом атома. При остывании области локального плавления (длительность процесса $\sim 10^{-9}$ с [2]) расплавленная область может закристаллизоваться в виде зерен и структура монокристалла будет нарушена, возможно образование разупорядоченных областей. Покажем, что вероятность образования таких нарушенных областей в кристаллах уменьшается с ростом размера зоны неустойчивости.

Пусть область локального плавления в тепловом пике имеет вид шара с радиусом R . Будем полагать, что по мере остывания расплавленная область может кристаллизоваться двумя способами: во-первых, с поверхности расплава, когда граница кристалл-жидкость играет роль зародыша новой фазы; во-вторых, кристаллизация может происходить в объеме расплава при появления в нем зародыша твердой фазы. Если зародыш твердой фазы появляется в расплаве, то после остывания на месте теплового пика появляется одно или несколько зерен, нарушающих монокристаллическую структуру и даже приобрести другой стехиометрический состав. Если зародыш новой фазы в расплаве не успевает возникнуть при остывании области локального плавления, кристаллизация происходит только от ее границ, и подобные дефекты в облученном монокристалле не образуются.

Зависимость скорости движения v границы раздела фаз от радиуса зоны неустойчивости имеет вид [44]

$$v = a \left(v_p e^{-\frac{U_n}{kT}} - v_e e^{-\frac{E(r_0)}{kT}} \right),$$

где $v_{p(k)}$ — частота колебаний расплава (кристалла); U_n — энергия пристройки атома из расплава к кристаллу; $E(r_0) =$

$= E_\theta - e^2 / er_0$; E_θ — равновесная энергия, необходимая для удаления атома из кристалла на бесконечность. Вероятность того, что в объеме расплава $V(t) = 4\pi/3 (R-t)^3$ за время Δt не возникает центр кристаллизации, равна $1 - \alpha V \Delta t$, где α — вероятность образования зародыша в единице объема в единицу времени. Вероятность того, что зародыш не возникает за все время кристаллизации области локального плавления, равна

$$P = \prod_{i=1}^z [1 - \alpha V(t_i) \Delta t], \quad (11)$$

где $z = R/v \Delta t$, $t_i = i \Delta t$.

Логарифмуя (11), получим

$$\ln P \approx - \sum_{i=1}^z \alpha V(t_i) \Delta t = - \alpha \int_0^{R/v} V(t) dt$$

и, следовательно,

$$P = \exp \left(- \frac{\alpha \pi R^4}{3v} \right). \quad (12)$$

Из (12) видно, что вероятность бездефектного залечивания области локального плавления экспоненциально растет с ростом v , которая в свою очередь растет с ростом r_0 . По этой же причине с ростом r_0 уменьшается вероятность образования аморфного состояния на месте теплового пика. Поэтому в кристаллах с большой зоной неустойчивости менее вероятно образование областей разупорядочения и аморфных областей при радиационном воздействии. Ресурс по обратимым пробоям (среднее число обратимых пробоев, проходящих до возникновения дефектов) в полупроводниках и лазерных элементах, равный $Q = (1 - P)^{-1}$, должен быть при прочих равных условиях больше в кристаллах с большой зоной неустойчивости.

4. Кинетика накопления дефектов при импульсном радиационном воздействии

Как правило, для описания эволюции состояния кристалла под облучением используется аппарат дифференциальных уравнений [2], основанный на рассуждениях, ход которых приведен во введении.

В основу этого подхода положено предположение о непрерывности введения дефектов или изменения структуры кристалла во времени. При этом предполагается, что любые изменения за малый промежуток времени dt малы и пропорциональны dt . Казалось бы, действительно, при любых разумных интенсивностях облучения, например, быстрыми нейtronами количество дефектов,

введенных в единицу времени в единицу объема кристалла, так мало по сравнению с общим числом атомов, что такой процесс можно считать непрерывным. Однако реально дело обстоит существенно иначе. При столкновении быстрого нейтрона с атомом решетки в течение очень короткого времени $\sim 10^{-12}$ с в кристалле развивается каскад соударений [2], в результате которого образуется скопление дефектов или область локального плавления с характерным размером ~ 100 Å. Затем в течение $\sim 10^{-8}$ с происходит интенсивные процессы рекомбинации дефектов, находящихся в микро- и макрозонах неустойчивости, интенсивная диффузия, кристаллизация области локального плавления в соответствии с описанными выше схемами. По истечении $\sim 10^{-8}$ с в рассматриваемой области происходят только медленные диффузионные процессы, поскольку поглощенные энергии уже диссирирована. Следующее попадание нейтрона в один из атомов рассматриваемой области с размером $l \approx 100$ Å при интенсивности потока $J = 5 \cdot 10^{12}$ н/(см²·с) произойдет с вероятностью Jl^2/λ , где $\lambda \approx 5$ см [2] — характерная длина свободного пробега нейтрона с энергией 1 MeV, т. е. через 10^8 с. Таким образом, мы видим, что в процессе радиационного повреждения кристалла быстрым нейтроном существует следующая иерархия времен: быстрое ($\sim 10^{-12}$ с) повреждение кристалла, затем значительно более длительный процесс ($\sim 10^{-8}$ с) рекомбинации дефектов и релаксации решетки как за счет безактивационных процессов в зонах неустойчивости, так и за счет активационных процессов в «нагретой» области разрушений и, наконец, «мертвый сезон» — длительный ($\sim 10^8$ с) период ожидания попадания в данную область следующей частицы. Ясно, что в этой ситуации описание кинетики процесса как непрерывного и однородного во времени действия облучения и отклика (релаксации) может оказаться неадекватным и следует использовать математический аппарат марковских процессов, рассматривающий эволюцию системы как результат последовательного действия различных факторов [45].

Будем описывать состояния системы вектором v , где v_i — вероятность найти систему в состоянии i ($\sum v_i = 1$). Применительно к конкретной задаче радиационного повреждения кристалла такими состояниями могут быть, например, положения атомов в узлах, межузельях или концентрации различных фаз, образующихся под облучением. Пусть плотности вероятности перехода системы из состояния i в k как при внешнем воздействии, так и по внутренним причинам (релаксация) в единицу времени непрерывного процесса будут W_{ik} . Тогда зависимость вектора состояния системы v от времени можно описать системой дифференциальных уравнений

$$\frac{dv_k}{dt} = \sum_i W_{ik} v_i. \quad (13)$$

200

При такой записи кинетического уравнения W_{ik} могут зависеть явным образом от интенсивности воздействия и времени. В линейном приближении, например, вероятность возбуждения пропорциональна интенсивности воздействия J . Если $J(t) = \text{const}$, то полная доза воздействия Φ (например, флюанс) есть $\Phi = Jt$ и все зависимости от t легко переписываются в дозовые зависимости. Система (13) является линейным приближением, не учитывающим возможности образования сложных конфигураций при слиянии простых (члены, пропорциональные $v_i v_k$) [46]. Решения (13) могут носить как монотонный, так и периодический характер и имеют только одну стационарную точку типа «фокус». Система уравнений (13) является адекватной моделью для описания кинетики процесса, если за малый промежуток времени dt вероятность перехода из состояния i в k также мала и пропорциональна dt : $W_{ik} dt$, т. е. при непрерывном воздействии на систему. Между тем, как показано выше, реальная экспериментальная ситуация часто бывает ближе к обратному предельному случаю; последовательному действию возбуждения предшествует релаксация. Возействие радиации тогда может быть представлено действием на вектор состояния марковского оператора T , переводящего систему с некоторыми вероятностями из основного состояния в возбужденные, а из возбужденных состояний в более высоколежащие. При этом процессам рекомбинации соответствует тоже марковский оператор L , переводящий систему из возбужденных состояний в более низколежащие и в основное. В связи с описанной выше иерархией времен можно считать, что эти операторы действуют на вектор состояния системы последовательно. В случае трех возможных состояний системы операторы L и T имеют представление

$$L = \begin{pmatrix} 1 & l & l' \\ 0 & 1-l & l' \\ 0 & 0 & 1-l-l' \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} 1-t-t' & 0 & 0 \\ t & 1-t' & 0 \\ t' & t' & 1 \end{pmatrix}.$$

Ясно, что в этом приближении эквивалентным описанием эволюции системы во времени является изучение ее состояния после n -кратного рассеяния быстрой частицы в рассматриваемой области, т. е. вектором состояния $v_n = (LT)^n v_0$, где v_0 — исходный вектор состояния системы. Собственные числа марковского оператора $\Omega = LT$ равны

$$\lambda_1 = 1, \lambda_{2,3} = Re^{\pm i\varphi},$$

$$\text{где } R^2 = (1-l-l')(1-l)(1-t-t')(1-t'), \varphi = \arctg \sqrt{\frac{4R^2}{3^2}} - 1, \beta = (1-l-l') + (1-t-t'-t') + t'(t+l') + lt + l't'.$$

Соответствующие им собственные векторы равны

201

$$v_1 = \begin{pmatrix} \Delta_1 \\ \Delta_2 \\ \Delta_3 \end{pmatrix}, \quad v_2, z = \begin{pmatrix} (1 - t') (1 - l' - l'') - Re^{\pm i\theta} \\ Re^{\pm i\theta} - (1 - l' - l'') (1 - l') \\ (1 - l' - l'') (l'' - l') \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= l'' l' - [l (1 - l') + l' l''] [1 - (1 - l' - l'')^{-1}], \\ \Delta_2 &= [l (l - 1) + l' (l' - 1)] [1 - (1 - l' - l'')^{-1}] - l' l'', \\ \Delta_3 &= l' [l (1 - l'') + l' l''] - l'' [l (l - 1) + l' (l' - 1)]. \end{aligned}$$

Тогда

$$v_n = (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)^{-1} v_1 + 2R^n \operatorname{Re}(ze^{in\theta} v_2), \quad (14)$$

где α определяется из условия $v_0 = (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)^{-1} v_1 + \alpha v_2 + \alpha^* v_3$. Из (14) ясно, что при $n \rightarrow \infty$ вектор состояния системы стремится к стационарному состоянию, описываемому вектором $(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)^{-1} v_1$, независимо от начального состояния v_0 . Характер приближения к v_1 может быть как монотонным при минимум φ , так и колебательным с периодом $2\pi/\varphi$. Скорость затухания колебаний определяется величиной

Вектор v_1 определяет состояние малой части кристалла с объемом l^3 , где l — размер каскада соударений после развития в нем n каскадов. Чтобы получить вектор состояния всего кристалла после облучения его в течение времени t потоком нейтронов с интенсивностью J , разобъем кристалл на элементарные объемы размером l^3 . Тогда вероятность k каскадов в одной ячейке за время t определяется распределением Пуассона [45]: $P(k, \xi) = e^{-\xi} \xi^k / k!$, где $\xi = Jt l^3 / \lambda$, а вектор состояния всего кристалла равен

$$v(t) = \sum_{k=0}^{Jt} P(k, \xi) v_k.$$

Следует отметить, что проведенное выше рассмотрение не является более корректным по сравнению с (1) или (2) учетом пространственного распределения дефектов. Принципиальным отличием марковского подхода от рассмотрения в терминах дифференциальных уравнений является учет поочередности, а не одновременности действия механизмов повреждения и релаксации в каждой данной микрообласти кристалла. Возможные виды фазового портрета эволюции вектора состояний системы при двух альтернативных описаниях (дискретном и непрерывном) топологически эквивалентны. В обоих случаях возникает одна стационарная точка, приближение к которой может идти как монотонно, так и немонотонно. Однако как положение стационарной точки, так и характеристики приближения системы к ней в обоих описаниях принципиально различны. Подчеркнем, что решение (41) не передает решение соответствующей системы дифференциальных уравнений даже в предельном случае бесконечно малого одноразового воздействия $\Omega_0 = \lim_{n \rightarrow 0} L^n T^n$. Поэтому интереснейшей задачей радиационной физики больших доз является выбор наиболее адекватного из этих двух подходов.

В марковском описании естественна интерпретация результатов Гощинского и др. [47], показавших, что при больших дозах облучения термодинамически устойчивая кристаллическая структура переходит в другую, устойчивую радиационно. В самом деле, вектор состояния системы в целом можно представить в виде (v_1, v_2) , где v_1 и v_2 — объемные доли фаз. Это отвечает двухуровневой задаче, причем векторы $(1, 0)$, $(0, 1)$ являются собственными для операторов L и T соответственно, описывая радиационно стойкое (но термодинамически неравновесное) и термодинамически равновесное (но не радиационно стойкое) состояние. Обычно немонотонные дозовые зависимости в радиационной физике интерпретируются исключительно как результат нелинейных взаимодействий дефектов (см. [48]). Из проведенного выше анализа ясно, что немонотонные дозовые зависимости в многоуровневых системах могут возникать и в линейном приближении. Возможно, что известные результаты Хмелевской и др. [49] могут быть интерпретированы именно таким образом.

Суммируя этот обзор, отметим следующее. Значительный разрыв между зонами неустойчивости, характерный для многих материалов с самой различной кристаллической структурой и типом химического связи, является необходимым условием радиационной стойкости материалов. Вторым необходимым условием является отсутствие цепочек фокусировок длиной больше радиуса зоны неустойчивости во всех кристаллографических направлениях.

При построении дозовых зависимостей необходимо учитывать пространственную неоднородность введения дефектов в образец. Важно учитывать также неодновременность действия радиации, вводящей дефекты, и последующего отжига. Эта неодновременность связана с различным временным масштабом процессов введения дефектов и их отжига. Учет неодновременности делает более адекватным использование формализма марковских цепей по сравнению с формализмом дифференциальных уравнений. Этот подход может быть использован при рассмотрении не только радиационных, но и других задач, например процессов импульсного возбуждения фотопроводимости и люминесценции, импульсной пакетки лазеров.

Настоящий обзор посвящен роли зоны неустойчивости в неравновесных процессах накопления радиационных дефектов. Однако неустойчивые пары являются самостоятельным и распространенным типом точечных дефектов [7, 21, 32], имеющим термодинамически равновесную концентрацию, сопоставимую или даже большую в ряде кристаллов, чем равновесная концентрация обычных пар Френкеля [21]. Одним из важных свойств неустойчивых пар является их незакаливаемость вследствие малого (10^{-10} с) и почти не зависящего от температуры времени их жизни, продемонстрированная экспериментально [50]. Неустойчивые пары обуславливают существование специфического механизма термической диффузии [51], также наблюдавшегося экспериментально [52].

Учет взаимодействия неустойчивых пар позволяет описать фазовый переход ряда диэлектриков в состояние суперционной проводимости [53].

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibson J. B., Goland A. N., Migram M., Vineyard G. H. // Phys. Rev. 1960. Vol. 120. P. 1229–1253.
2. Томсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., 1971.
3. Hughes A. C., Pooley D. // J. Phys. C: Solid State. 1971. Vol. 4. P. 1963–1976.
4. Cooper H. G., Koehler J. S., Morz J. W. // Phys. Rev. 1955. Vol. 97. P. 599–607.
5. Креер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., 1969.
6. Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ФТП. 1974. Т. 16. Р. 3480–3483.
7. Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ДАН СССР. 1976. Т. 227. С. 1323–1326.
8. Кошкин В. М., Забродский Ю. Р., Поворожанская Н. М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационного материаловедения. Харьков, 1979. Вып. 3(14). С. 21–26.
9. Кошкин В. М. Введение в физику твердого тела. М., 1978.
10. Кошкин В. М. Основы механики кристаллической решетки. М., 1972.
11. Вильямс Л. М. // УФН. 1961. Т. 74. С. 435–459.
12. Biget M., Rich R., Vajda P., Bests A. // Solid State Commun. 1975. Vol. 16. P. 949–952.
13. Balzer R. // Ztschr. Phys. 1970. Bd 234. S. 242–260.
14. Saidoh M., Itoh N. // J. Phys. and Chem. Solids. 1973. Vol. 34. P. 1165–1171.
15. Толлежкин В. А., Галичников К. В. Химическая связь в кристаллах и их физические свойства. Минск, 1976. Т. 1. С. 38–43.
16. Кузнецов А. С. // Тр. ИФ АН СССР. 1976. № 145. С. 101–119.
17. Смирнов Н. И. // ДАН СССР. 1975. Т. 225. С. 621–623.
18. Смирнов Н. И. // ФТП. 1976. Т. 10. С. 1596–1598.
19. Айдреев А. Ф. // УФН. 1976. Т. 118. С. 251–274.
20. Забродский Ю. Р. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 1521–1523.
21. Кошкин В. М., Минков Б. И., Гальчинецкий Л. П., Кудак В. Н. // ФТП. 1973. Т. 15. С. 128–132.
22. Оксенгендлер Б. Л., Юнусов М. С. // Радиационно-стимулированные явления в кислородсодержащих кристаллах и стеклах. Ташкент, 1978. С. 25–30.
23. Фридман М. Дислокации. М., 1968.
24. Осьмин Ю. А., Петренко В. Ф., Шихсанов М. Ш. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 20. С. 363–364.
25. Оксенгендлер Б. Л. // ДАН УзССР. 1977. № 5. С. 30–33.
26. Винецкий Б. Л., Еницион Н. Р., Ходадар Г. А. // ФТП. 1979. Т. 13. С. 912–918.
27. Забродский Ю. Р., Кошкин В. М. // ФТП. 1976. Т. 18. С. 2857–2862.
28. Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // Хим. физика. 1987. Т. 6. С. 779–781.
29. Инденбок Б. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 5. С. 489–492.
30. Инденбок Б. Л., Кирсанов В. В., Орлов А. Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. Харьков, 1982. Вып. 2(24). С. 3.22.
31. Гальчинецкий Л. П., Кошкин В. М., Кулаков В. М. и др. // ФТП. 1972. Т. 14. С. 646–648.
32. Кошкин В. М., Gal'chinetski L. P., Kulik V. N. et al. // Solid State Commun. 1973. Vol. 13. P. 1–4.
33. Кошкин В. М., Gal'chinetski L. P., Kulik V. N., Ulmants U. A. // Rad. Effects. 1978. Vol. 29. P. 1–6.
34. Rep. Phys. Soc. Commission // Rev. Mod. Phys. 1975. Vol. 47. N. S3. P. S3–S44.
35. Кошкин В. М., Дмитриев Ю. Н., Забродский Ю. Р. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. С. 1373–1378.
36. Кошкин В. М., Атрощенко Л. В., Фрейман Ю. А. // ДАН СССР. 1968. Т. 183. С. 83–86.
37. Акилов Ю. Э., Ленченко В. М. // ФТП. 1974. Т. 8. С. 30–38.
38. Dmitriev Yu., Koskin V., Ulmann U. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. Vol. 106. P. K7–K11.
39. Кошкин В. М., Гальчинецкий Л. П., Кудак В. Н. и др. // Атомн. энергия. 1977. Т. 42. С. 290–294.
40. Георгиев Н. Е., Воробьев И. В. // УФН. 1969. Т. 14. С. 1499–1505.
41. Георгиев Н. Е., Воробьев И. В., Суслова А. Г. и др. // ДАН СССР. 1968. Т. 182. С. 552–554.
42. Георгиев Н. Е., Забродский Ю. Р., Кошкин В. М. // ФТП. 1979. Т. 21. С. 1755–1760.
43. Лифшиц И. М., Каналов М. И., Танатаров Л. В. // Атомн. энергия. 1959. Т. 6. С. 391–402.
44. Фистулев В. И., Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ФТП. 1977. Т. 19. С. 668–671.
45. Феллер В. В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. М., 1967.
46. Винецкий Б. Л., Ходадар Г. А. Радиационная физика полупроводников. М., 1979.
47. Аржилов В. Е., Воронин В. И., Гоцицкий Б. Н. и др. // ФММ. 1987. Т. 63. С. 748–756.
48. Азаров В. В., Данилевский Ю. К., Забродский Ю. Р. и др. Исследование механизмов радиационного повреждения и дальнейших оптических кристаллов. М., 1985. (Препринт / ИОФ АН СССР; № 115).
49. Хмелевская В. С., Быков В. Н., Здерогицкий Г. Г. и др. // Тр. Конф. по реакторному материаловедению. М., 1978. Т. 3. С. 196–210.
50. Дмитриев Ю. Н., Кудак В. Н., Гальчинецкий Л. П., Кошкин В. М. // ФТП. 1975. Т. 17. С. 3685–3688.
51. Кошкин В. М., Эгерман В. М. // ФТП. 1974. Т. 16. С. 3728–3730.
52. Кошкин В. М., Гальчинецкий Л. П., Кошкин В. М. // ФТП. 1974. Т. 16. С. 1551–1552.
53. Забродский Ю. Р., Решетник Ю. Б., Кошкин В. М. // Тез. докл. II Всесоюз. школы-семинара по физике и химии рыхлых кристаллических структур. Харьков, 1988. С. 155.