

УДК 544.64:544.032.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В Zn-НАНОСТРУКТУРАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

© 2020 г. А. Л. Козловский^{a, b, *}, М. В. Здоровец^{a, c, d}

^aИнститут ядерной физики Республики Казахстан, Алматы, Казахстан

^bКазахско-Российский международный университет, Актобе, Казахстан

^cЕвразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

^dУральский федеральный университет им. первого Президента Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*E-mail: artem88sddi@mail.ru

Поступила в редакцию 03.06.2019 г.

После доработки 17.10.2019 г.

Принята к публикации 18.10.2019 г.

Предложена модель образования дефектов и их влияние на изменение физико-химических и структурных свойств металлических наноструктур на основе цинка. В результате исследования установлено, что увеличение дозы облучения приводит к появлению неоднородных аморфных включений в структуре, которые способны инициировать частичное разрушение Zn нанотрубок. При этом для тяжелых ионов Kr^{14+} и Xe^{22+} каскады дефектов приводят к образованию пористых областей на поверхности наноструктур, которые возникают в результате аморфизации структуры. При облучении наноструктур потоками тяжелых ионов с энергией > 100 МэВ, в результате взаимодействия налетающих частиц с атомами решетки, размеры и количество субкаскадных и каскадных включений увеличивается, что приводит к частичному разрушению структуры и изменению морфологии.

Ключевые слова: наноструктуры, ионная модификация, нанотрубки, ионные пучки, дефекты, кристаллическая структура

DOI: 10.31857/S0023119320020114

ВВЕДЕНИЕ

Изучения процессов формирования дефектов и их последующая эволюция в результате облучения наноструктур ионизирующим излучением является одним из приоритетных направлений исследования наноматериалов [1–5]. При этом исследование радиационно-стойких наноматериалов и создание новых функциональных устройств с помощью модификации ионными пучками требует всестороннего понимания и прогнозирования моделей процессов образования и миграции дефектов, а также изучение процессов энергетических потерь в результате взаимодействия налетающих частиц с кристаллической структурой наноматериалов [6–8]. Энергетические потери налетающих ионов на электронных оболочках могут влиять на ослабление ионного движения, подавление или усиление образования дефектов и их дальнейшую эволюцию [9–11]. Ионная модификация наноматериалов является инструментом для создания кинетически стабильных неравновесных дефектов и метастабильных фаз, что позволяет исследовать поведение и свойства наноструктур вдали от равновесия [12–16]. Понимание процессов эволюции повреждений, про-

цессов фазовой трансформации и структурной модификации в наноструктурах под действием ионизирующего излучения активно изучается в последнее десятилетие, а применение ионных пучков хорошо зарекомендовало себя как инструмент для направленной модификации наноматериалов для широкого спектра исследований и приложений [17–20]. Полное понимание взаимосвязи между условиями облучения и процессами дефектообразования имеет важное значение для применения ионных пучков для модификации наноматериалов, а также для имитации эффектов облучения для широкого спектра ядерных применений и освоения космоса [21–23]. Облучение наноматериалов ионными пучками может привести к накоплению дефектов, фазовым превращениям и структурным изменениям, которые могут существенно изменить физико-химические свойства материалов [24, 25]. Кристаллически-аморфное превращение, индуцированное облучением, или аморфизация является наиболее значительным фазовым превращением в наноматериалах, при этом для наноматериалов характер структурных изменений и фазовых превращений очень сильно зависит от условий облучения

(массы ионов, энергии, флюенса, потока и температуры облучения).

В данной работе представлены результаты исследования воздействия ионных пучков на формирование и последующую эволюцию дефектов в Zn наноструктурах полученных с применением метода шаблонного синтеза. Интерес к наноструктурам на основе Zn [26] и его оксида ZnO [27] обусловлен тем фактом, что они обладают как полупроводниковыми, так и пьезоэлектрическими свойствами [28–30], что может служить основой для разработке электромеханически связанных датчиков и преобразователей, при этом они также относительно биологически безопасны, обладают низкой токсичностью и биосовместимостью. В свою очередь понимание процессов передачи энергии от энергетических ионов к наноматериалам необходимо не только для фундаментальных исследований, но и изготовления электронных и оптических приборов, а также прогнозированию характеристик наноматериалов, работающих в условиях высокого радиационного фона [31, 32].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Электрохимический синтез наноструктур в треки шаблонной матрицы проводилось в потенциостатическом режиме при напряжении 1.75 В. Состав раствора электролита: $\text{ZnSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ (360 г/л), NH_4Cl (30 г/л), $\text{NaC}_2\text{H}_3\text{O}_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ (15 г/л), $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_6$ (120 г/л) [33, 34]. Контроль за процессом роста наноструктур осуществлялся методом хроноамперометрии мультиметром “Agilent 34410A”. Так как шаблонные матрицы являются диэлектриком, для создания проводящего слоя на матрицы, методом магнетронного напыления в вакууме, наносился слой золота толщиной 10 нм, который служил рабочим электродом (катодом) при осаждении. При данных условиях напыления поры в матрице остаются открытыми, что позволяет получать наноструктуры в форме нанотрубок.

Исследование структурных характеристик и элементного состава, полученных нанотрубок до и после термического отжига проводилось с использованием растрового электронного микроскопа “Hitachi TM3030” с системой микроанализа “Bruker XFlash MIN SVE” при ускоряющем напряжении 15 кВ.

Рентгеноструктурный анализ проводился на дифрактометре “D8 ADVANCE ECO” с использованием излучения рентгеновской трубки с Cu-анодом и графитового монохроматора на дифрагированном пучке. Дифрактограммы записывались в диапазоне углов $30\text{--}110^\circ 2\theta$, с шагом $0.01^\circ 2\theta$. Для идентификации фаз и исследования кристаллической структуры использовалось программное обес-

печение “BrukerAXSDIFFRAC.EVA.v.4.2” и международная база данных ICDD PDF-2.

Облучение образцов Zn нанотрубок в полимерных матрицах проводилось на ускорителе тяжелых ионов “ДЦ-60” Астанинского филиала Института Ядерной Физики ионами C^{2+} , Kr^{+14} , Xe^{+22} [35–37]. Изменение флюенса проводилось путем изменения времени экспозиции. Облучение проводилось при давлении 10^{-6} мбар вдоль длины нанотрубок и перпендикулярно поверхности полимерных мембран с нанотрубками. Для определения длины пробега ускоренных ионов в металлических наноструктурах проведен теоретический расчет потерь энергии на электронах и ядрах исследуемых наноструктур с помощью программы “SRIM 2013 Pro”.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Одной из важных проблем радиационного материаловедения является понимание процесса взаимодействия ионизирующего излучения с наноструктурными материалами, изучение влияния налетающих ионов на изменение структурных и проводящих свойств наноматериалов. Доподлинно известно, что воздействие налетающих частиц на твердые тела приводит к изменению структурно-фазового состояния и физических свойств за счет возникновения структурных дефектов под действием облучения и последующей миграции. Возникновение радиационных дефектов в массивном материале предполагает, что при взаимодействии ионизирующего излучения с твердым телом происходит смещение атомов из узлов кристаллической решетки, затем первично-выбитые атомы, сталкиваясь с другими атомами, вызывают каскады смещений в структуре. При этом в процессе облучения возникают межузельные атомы и вакансии, а также кластерные дефекты в виде петель и областей разупорядочения. В свою очередь, точечные дефекты могут аннигилировать в процессе взаимодействия друг с другом или образовывать кластеры и каскады. Известно, что под облучением массивные образцы подвергаются охрупчиванию и снижению пластичности, распуханию и свеллингу или же наоборот радиационному упрочнению. Однако для наноструктурных материалов теория взаимодействия ионизирующего излучения с веществом содержит много пробелов и противоречивых данных [25–30]. Андриевский Р.А. и соавторы в своих работах [37, 38] предложили следующая классификация процессов взаимодействия излучения с наноматериалами:

1. Повышение стабильности под действием облучения за счет наличия большого количества поверхностей раздела, служащих стоками для удаления радиационных дефектов.

2. Переход наноструктур в аморфное состояние под действием облучения.

3. Инициирование процессов рекристаллизации в наноструктурах под действием облучения.

4. Трансмутационные процессы, возникающие в наноструктурах содержащих уран, плутоний или бор.

При взаимодействии ионизирующего излучения, в частности тяжелых ионов с веществом, происходит колоссальное выделение энергии в электронную подсистему мишени, в результате чего в структуре возникают дополнительные электронные возбуждения, которые играют важную роль в формировании дефектов, таких как локальное плавление, аморфизация, образование новых фаз в структуре, способных привести к разрушению наноструктур. Простейшими типами повреждений при облучении, как известно, являются межузельные атомы и вакансии [39]. При этом образование единичного межузельного атома происходит тогда, когда атом покидает узел решетки и располагается в одном из междоузлий. В результате чего в кристаллической структуре возникает вакансия, обладающая большой подвижностью. Концентрацию дефектов в кристаллической структуре наноматериалов можно рассчитать согласно формуле (1):

$$C_B = \exp\left(\frac{E_B}{kT}\right), \quad (1)$$

где E_B – энергия образования вакансии, k – постоянная Больцмана, T – температура. Так как одиночные или точечные дефекты обладают большой подвижностью и способны мигрировать по кристаллу при взаимодействии налетающих ионов с наноструктурным материалом, скорость миграции и концентрация дефектов резко увеличивается за счет передачи энергии налетающих частиц атомам кристаллической решетки.

Основные потери энергии быстрых тяжелых ионов происходят за счет электронного торможения, которое суммируется из потерь энергии первично-выбитого атома, ионизации и возбуждения. При этом выбитые электроны генерируют каскад вторичных, третичных электронов в результате упругих и неупругих столкновений. Так как первоначальное выделение энергии происходит через электронные возбуждения, то выделенная энергия заполняет малую локальную область ~1–5 нм [40]. В свою очередь выбитые электроны иницируют каскады электронных возбуждений и акты ионизации на достаточно большие расстояния [41]. Максимальный пробег выбитых электронов можно оценить с помощью формул (2) и (3) [42]:

$$r_{\max} = kW_{\max}^2 d \times 10^5, \quad (2)$$

где $k = 6 \times 10^{-6} \text{ г/см}^2 (\text{кэВ})^{-1}$, W_{\max} – максимальная энергия электронов, выводющаяся из кине-

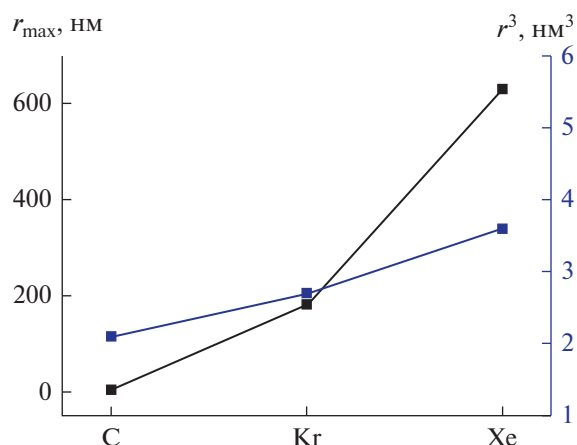


Рис. 1. Диаграмма зависимости изменения максимального пробега выбитых электронов и размеров области локального нагрева от типа налетающих частиц.

матики лобовых столкновений ион-электронных столкновений, d – плотность материала.

$$W_{\max} = \frac{4M_1M_a}{(M_1 + M_a)} E_{\text{ион}}, \quad (3)$$

где M_1 и M_a – массы мишени и налетающего иона, $E_{\text{ион}}$ – энергия налетающего иона. При этом локальная область, которую заполняет выделившаяся энергия, определяется согласно формуле (4):

$$r_0^3 = \frac{E_{\text{ион}}}{4kN_0\pi\Delta T_\gamma}, \quad (4)$$

где N_0 – число атомов в объеме, k – постоянная Больцмана. ΔT_γ – температура области нагрева, в которой формируется каскад дефектов, определяется согласно формуле (5):

$$\Delta T_\gamma = \frac{Q}{mC}, \quad (5)$$

$Q = E_\gamma N$ – количество теплоты, представляющее собой произведение энергии ионизационных потерь и флюенса облучения, m – масса образца, C – удельная теплоемкость. Изменение размеров и температуры области нагрева может привести к изменению скорости формирования и миграции дефектов, а также их накоплению в структуре. На рис. 1 представлена диаграмма зависимости изменения максимального пробега выбитых электронов и размеров области локального нагрева от типа налетающих частиц. В качестве мишеней рассматривались наноструктуры на основе цинка.

Как видно из представленных данных на рис. 1, увеличение массы и энергии налетающего иона приводит к резкому увеличению длины пробега электронов в наноструктуре, в то время как области локального нагрева увеличиваются не значительно. При этом увеличение максимального пробега

электронов может привести к иницированию большого количества вторичных электронов, которые также могут внести вклад в формирование дефектов в структуре. Для определения энергетических спектров электронов выбитых в результате взаимодействия налетающих ионов с атомами мишени можно использовать формулу (6):

$$\frac{DG}{dE} = \frac{2\pi r_0^2 m_0 e^2 Z_2 Z_{\text{eff}}^2}{\beta^2 E^2} \left[1 - \frac{\beta^2 E}{E_{\text{max}}} + \frac{E^2}{E_{\text{max}}^2} \right], \quad (6)$$

где $r_0^2 = 2.818 \times 10^{-13}$ см.

$$E_{\text{max}} = 2m_0 c^2 \beta^2 / (1 - \beta).$$

Эффективный заряд иона Z_{eff} определяется как

$$Z_{\text{eff}} = Z_1 \left[1 - \exp(-125\beta Z_1^{-2/3}) \right],$$

$$\beta = \left[\frac{E(E + 1876.6)}{E + 938.3} \right]^{1/2}.$$

При этом пропорциональность тормозной способности электронов в зависимости от энергии налетающих ионов можно объяснить зависимостью изменения скорости электронов, участвующих в столкновении. Принимая во внимание также рассеяние вторичных электронов на атомах мишени, Линдхард и Шарфф [43] предложили следующую формулу для определения сечения электронного торможения (7):

$$S_e = \frac{38.45 Z_1 Z_2 \xi}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})}, \quad (7)$$

где $\xi = Z_1^{1/6}$ – фактор Линдхарда–Шарффа, определенный путем аппроксимации экспериментальных данных.

Основную роль в радиационных повреждениях и формировании дефектов играют смещения атомов кристаллической решетки за счет процессов упругого или неупругого взаимодействия налетающих частиц с атомами мишени, в результате чего в кристаллической структуре могут возникнуть пары Френкеля. При этом величина переданной энергии атомку мишени играет существенную роль в формировании дефектов, – чем больше величина переданной энергии, тем больше вероятность образований устойчивых пар Френкеля в структуре. В свою очередь атомы решетки, смещенные в результате взаимодействия с налетающими частицами определяются как первично-выбитые атомы. Одной из важных характеристик радиационных повреждений в структуре является величина $\nu(T)$ – количество атомных смещений, приходящаяся на один первично-выбитый атом. Для определения величины $\nu(T)$ используется ТРН – стандарт, основанный на модели Линдхарда [44]. Согласно данной модели $\nu(T)$ определяется как

$$\nu(T) = \frac{kE_D}{2E_d} = \frac{k(T - \eta)}{2E_d},$$

где T – полная энергия первично-выбитого атома, k – коэффициент эффективности смещений $k = 0.8$, η – полные потери энергии на электронные возбуждения в каскаде, E_d – пороговая энергия смещений, E_D – энергия необходимая для образования смещений.

$$E_D = \frac{T}{1 + k_N g(\epsilon_N)}, \quad k_N = 0.1337 Z^{1/6} \left(\frac{Z_1}{A_1} \right)^{1/2},$$

$$g(3\epsilon_N) = 3.4008\epsilon_N^{1/6} + 0.40244\epsilon_N^{3/4} + \epsilon_N,$$

$$\epsilon_N = \frac{A_2 T}{A_1 + A_2 Z_1 Z_2 e^2}; \quad a = \left(\frac{9\pi}{128} \right)^2 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}),$$

$$T = e \frac{2M_1 M_a}{(M_1 + M_a)} (1 - \cos \alpha),$$

где a_0 – радиус Бора, e – заряд электрона.

Знание величины $\nu(T)$ и спектра энергии dG/dE позволяет определить скорость образования дефектов в структуре и их влияние на изменение кристаллической структуры. В случае когда энергия первично-выбитого атома много больше пороговой энергии смещения, образуется второй выбитый атом, способный создать третий выбитый атом и т.д. В результате возникают каскады атом-атомных столкновений. При этом выбитые атомы отдачи могут обладать энергией в десятки и сотни кэВ, которые в результате миграции способны создать область с локально высокой концентрацией дефектов и смещенных атомов. Процесс эволюции миграции дефектов состоит из нескольких стадий (рис. 2).

При взаимодействии налетающего иона с атомами решетки и передачи ей энергии много большей E_d , вся энергия, образованная в каскаде столкновений, трансформируется в тепловую энергию в малом объеме, при этом 70–80% вакансий и междоузлий рекомбинируют, в результате чего образуется обедненная зона, так называемое вакансионное ядро. Также в результате столкновений могут возникать субкаскады, которые могут образовываться в результате каналирования отдельных атомов. На рис. 3 представлены диаграммы формирования столкновений в результате облучения различными типами ионов с различной энергией, полученные с помощью программного обеспечения SRIM Pro 2013.

Как видно из представленных на рис. 3 данных, увеличение энергии налетающих ионов приводит к снижению увеличения длины пробега ионов в наноструктурах, в результате чего увеличивается вероятность образования каскадов и субкаскадов дефектов. При этом образовавшиеся каскады и субкаскады оказывают существенное влияние на микроструктурную эволюцию нано-

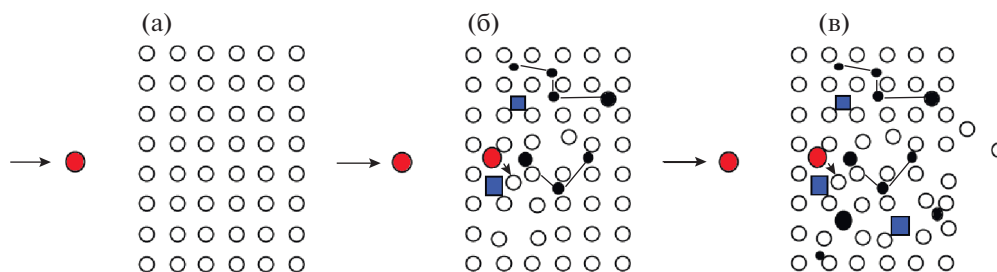


Рис. 2. Стадии формирования дефектов в структуре (а) исходное состояние; (б) стадия формирования первично-выбитых атомов и вакансий; (в) стадия формирования каскадов дефектов.

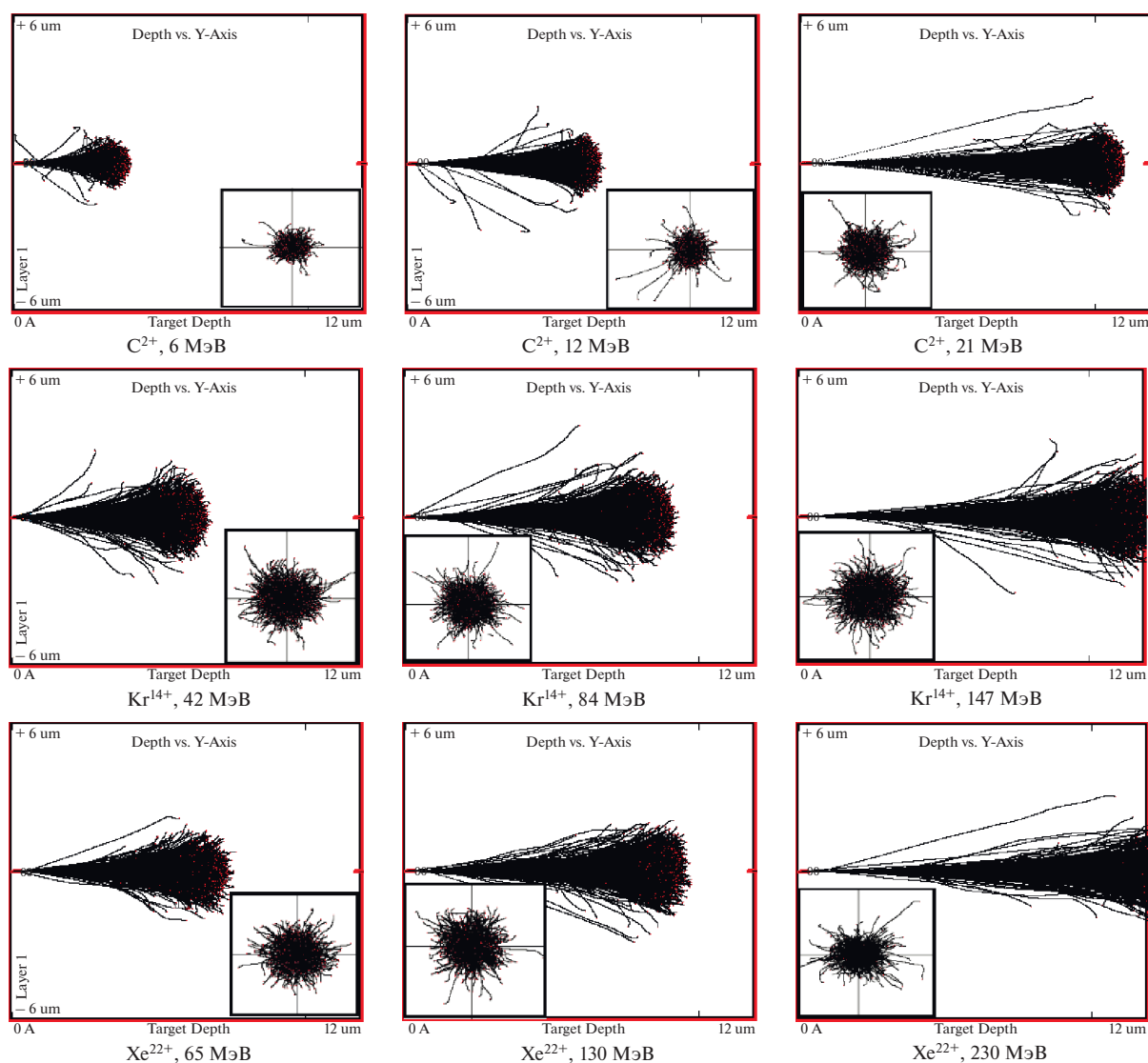


Рис. 3. Профили дефектов в зависимости от типа ионов.

материалов, так как они модифицируют и изменяют эффективное количество смещений, тем самым образуя высокую локальную плотность дефектов в различных областях образца. В свою

очередь различные типы ионов может привести к неоднородному пространственному распределению дефектов в результате миграции каскадов. Неоднородность распределения дефектов, а так-

же образование единичных субкаскадов способно создать в кристаллической структуре области аморфных включений, способных привести к частичному разрушению структуры, результаты которой представлены на рис. 4.

Как видно из представленных РЭМ-изображений, увеличение дозы облучения приводит к появлению неоднородных аморфных включений в структуре, которые способны инициировать частичное разрушение Zn-нанотрубок. При этом для тяжелых ионов Kr^{14+} и He^{22+} каскады дефектов приводят к образованию пористых областей на поверхности наноструктур, которые возникают в результате аморфизации структуры. При облучении наноструктур потоками тяжелых ионов с энергией >100 МэВ, в результате взаимодействия налетающих частиц с атомами решетки, размеры и количество субкаскадных и каскадных включений увеличивается. При этом чем больше энергия каскадов и субкаскадов, тем больше концентрация локального перемешивания междоузлий и вакансий, которые аннигилируют друг с другом, снижая количество стабильных дефектов в структуре, в результате чего увеличивается вероятность формирования скоплений или кластерных дефектов. В свою очередь малые размеры наноструктурных материалов и большое количество границ зерен приводит к увеличению концентрации кластеров способных вызвать деформацию структуры за счет появления областей локального нагрева и последующей термоактивированной миграции дефектов из данной области в форме скользящих дислокационных петель. При появлении в кристаллической структуре локальных областей нагрева, атомы решетки начинают быстрее колебаться за счет тепловых колебаний. При увеличении температуры в локальной области нагрева в процессе облучения происходит мгновенная рекомбинация междоузлий и вакансий, а дефекты, вызванные облучением, становятся более подвижными. При температурах, близких к критической температуре для аморфизации, подвижные дефекты могут рекомбинировать, образуя двумерные расширенные кластеры дефектов, которые способствуют накоплению повреждений и образованию локальных разрушений. В результате чего происходит изменение размеров областей когерентного рассеяния и параметров кристаллической ячейки, которые напрямую влияют на изменение концентрации вакансий в структуре. Концентрацию вакансий можно определить с помощью уравнения (8):

$$C_v = 3 \left(\frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta a}{a} \right), \quad (8)$$

где $\Delta L/L$ – изменение размеров областей когерентного рассеяния, $\Delta a/a$ – изменение параметра кристаллической решетки. При этом изменение параметра решетки пропорционально концен-

трации дефектов и подчиняется экспоненциальной модели роста, определяемой выражением (9):

$$\frac{\Delta a}{a} = A[1 - \exp(-B\phi^*t)], \quad (9)$$

где A – значение насыщения для изменения параметра решетки, B связано с сечением образования дефектов и скоростью рекомбинации, ϕ^*t – величина флюенса. Изменение областей когерентного рассеяния может быть обусловлено следующими процессами: термическое воздействие, когда рост зерен обусловлен только изменением температуры; термически индуцированное воздействие, обусловленное как термическим так и радиационным воздействиями. При этом согласно теории радиационно-индуцированного роста зерен в результате формирования каскадов и субкаскадов может быть оценено согласно формуле (10):

$$L - L_0 = k\phi t, \quad (10)$$

где ϕt – флюенс ионов, k – коэффициент зависящий от подвижности зерен, L и L_0 – конечный и начальный размер зерен. При этом накопление дефектов может привести к фазовым изменениям или эволюции наноструктуры. Влияние размеров областей когерентного рассеяния и параметра кристаллической решетки на концентрацию вакансий в структуре в зависимости от дозы облучения и типа ионов, согласно экспериментальным данным представлено в табл. 1.

Как видно из представленных данных, при увеличении флюенса облучения наблюдается незначительное увеличение параметров элементарной ячейки, что может быть обусловлено увеличением вклада тепловых колебаний. При этом согласно расчетам, уменьшение среднего размера кристаллитов приводит к увеличению плотности дислокаций. Величина дислокаций порядка $\sim 10^{15}$ м² характерна для сильнодеформированных кристаллических решеток, при этом увеличение плотности дислокаций в кристаллической решетке приводит к затруднению их движения по структуре, что приводит к увеличению прочностных свойств. Однако согласно литературным данным [45], увеличение плотности дислокаций выше 10^{16} м² приводит к резкому ухудшению прочностных свойств и образованию трещин. При увеличении флюенса облучения выше 1×10^{11} ион/см² для ионов Kr^{14+} и He^{22+} наблюдается возрастание напряжений, что может быть обусловлено формированием каскадных дефектов в структуре за счет резкого увеличения температурного вклада в изменение кристаллической решетки и переориентации текстурных плоскостей. Увеличение концентрации дефектов и вакансий в кристаллической структуре при больших флюенсах облучения также может быть связано с появлением в структуре формированием аморфных областей. При этом образовавшиеся вакансии и вакансионные петли в процессе облучения явля-

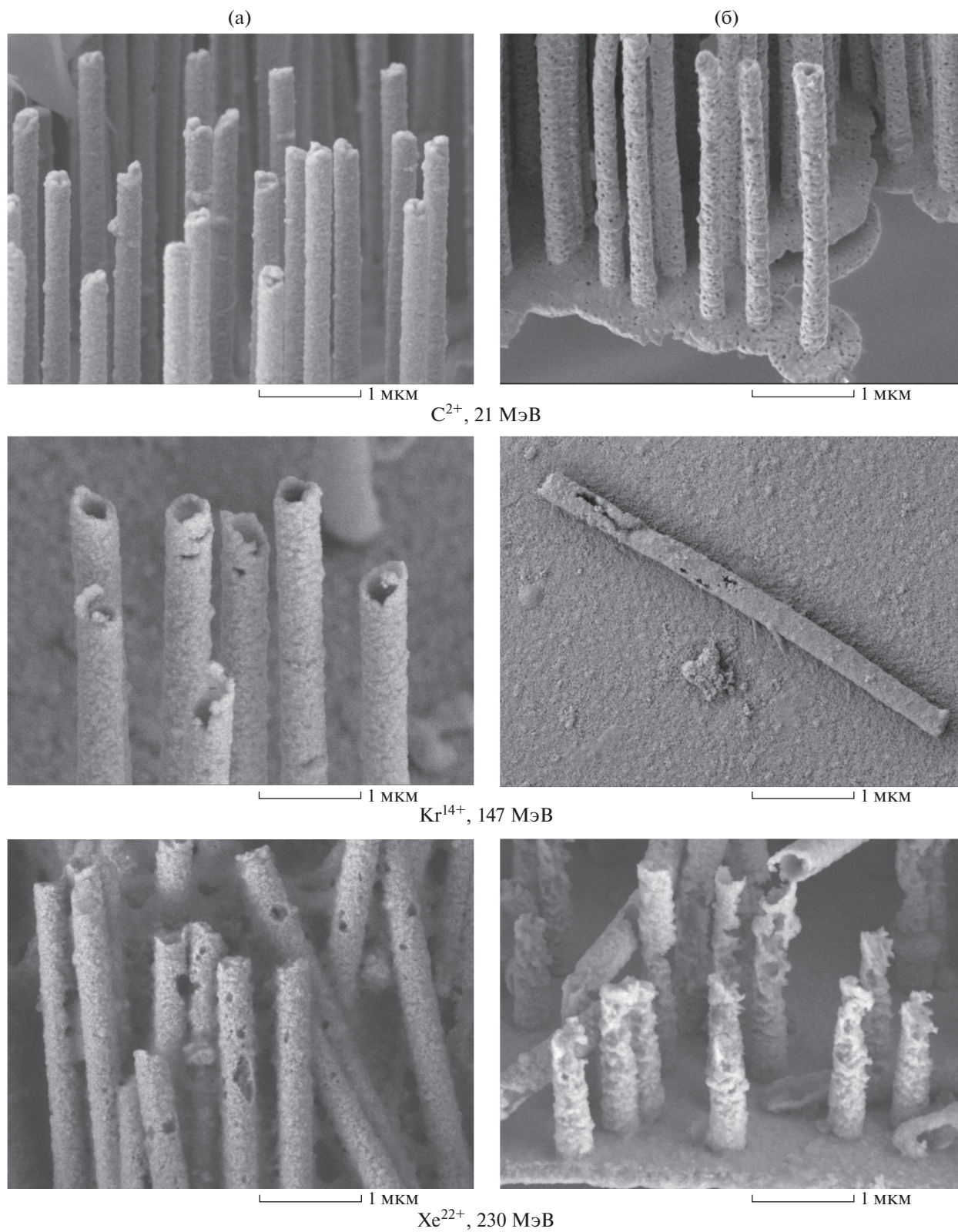


Рис. 4. РЭМ-изображения Zn-нанотрубок, облученных ионами с различным флюенсом: а – 1×10^{11} ион/см²; б – 5×10^{11} ион/см².

Таблица 1. Изменение концентрации вакансий в Zn-нанотрубках в результате облучения

Ион	Флюенс, ион/см ²	Параметр решетки, Å	Размер кристаллитов, нм	C_v
C ²⁺ , 21 МэВ	Исходный	2.6638	16.22	0.01
	1×10^{10}	2.6640	16.54	0.06
	1×10^{11}	2.6642	18.14	0.35
	5×10^{11}	2.6642	20.21	0.73
Kr ¹⁴⁺ , 147 МэВ	Исходный	2.6638	16.22	0.01
	1×10^{10}	2.6640	17.21	0.18
	1×10^{11}	2.6646	23.13	1.27
	5×10^{11}	2.6642	25.24	1.66
Xe ²²⁺ , 230 МэВ	Исходный	2.6638	16.22	0.01
	1×10^{10}	2.6640	18.31	0.38
	1×10^{11}	2.6646	30.08	2.56
	5×10^{11}	2.6642	35.14	3.51

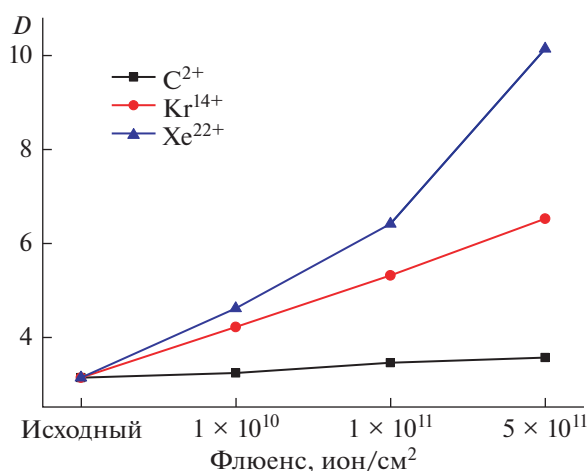
ются нестабильными дефектами, которые очень подвижны и способны диффундировать по структуре. В большинстве кристаллических наноматериалов диффузионные процессы связаны с движением термовакансий, возникающих в результате увеличения тепловых колебаний решетки. Для описания диффузионных процессов вводится коэффициент диффузии, который определяется согласно формулы (11):

$$D = Av_0 a^2 C_v \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right), \quad (11)$$

где A – константа связанная с геометрическими параметрами и энтропией, v_0 – дебаевская частота колебаний решетки, a^2 – квадрат параметра элементарной ячейки, C_v – концентрация вакансий, E_v – энергия движения вакансий.

На рис. 5 представлен график изменения D от типа налетающего иона и флюенса.

Согласно теории, в поликристаллических материалах пространственное распределение областей каскадов и рекомбинации дефектов неоднородно в структуре в результате влияния многих факторов, таких как размеры границ зерен, изменение плотности дислокаций и вакансий и т.д. При этом в наноматериалах данное явление проявляется значительней чем в массивных образцах. Малые размеры приводят к формированию дополнительных стоков дефектов, а локальные области нагрева способны привести к неоднородному изменению структуры и фазового состава. При этом примеси, которые могут возникнуть в процессе облучения и образования локальных областей нагрева образуют области разупорядоченности и существенно влияют на прочностные и структурные свойства наноматериалов. В кристаллической структуре в результате возникновения областей разупорядоченности возникает избыточное давление, которое может приве-

**Рис. 5.** График изменения D от типа налетающего иона и флюенса.

сти к разрушению структуры. Оценка влияния давления может быть оценена с помощью формулы (12):

$$P = U_0(C_v - C_{v0} \exp\left(-\frac{E_{v0}}{kT}\right)), \quad (12)$$

где V_{v0}/V_v – отношение объемов, занимаемых вакансий, U_0 – энергия внедрения вакансий, C_v, C_{v0} – концентрации вакансий до и после облучения. Таким образом, при увеличении дозы облучения наблюдается увеличение избыточного давления в структуре, которое приводит к разрушению структуры и образованию областей разупорядоченности, результаты которого представлены на рис. 4.

Таким образом, изменение кристаллической структуры наноматериалов под действием ионизирующего излучения является одной из актуальных тем для исследований, так как область практического применения наноструктурных материалов с каждым годом увеличивается, что обуславливает интерес к изучению различных способов модификации наноструктур и воздействию внешних факторов на структурные и проводящие свойства наноматериалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена модель образования дефектов в кристаллической структуре и их влияние на изменение физико-химических и структурных свойств металлических наноструктур на основе цинка. В результате исследования установлено, что увеличение дозы облучения приводит к появлению неоднородных аморфных включений в структуре, которые способны инициировать частичное разрушение Zn-нанотрубок. При этом для тяжелых ионов Kr^{14+} и Xe^{22+} каскады дефектов приводят к образованию пористых областей на поверхности наноструктур, которые возникают в результате аморфизации структуры. При облучении наноструктур потоками тяжелых ионов с энергией >100 МэВ, в результате взаимодействия налетающих частиц с атомами решетки, размеры и количество субкаскадных и каскадных включений увеличиваются, что приводит к частичному разрушению структуры и изменению морфологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klaumünzer S.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2006. V. 244. № 1. P. 1.
2. *Petrov A., Kadyrzhanov K.* // Materials Research Express. 2019. V. 6(7). P. 075072.
3. *Gladkikh T. et al.* // Materials Characterization. 2019. V. 150. P. 88.
4. *Gao M.R. et al.* // Chemical Society Reviews. 2013. V. 42. № 7. P. 2986.
5. *Valles G. et al.* // Acta Materialia. 2017. V. 122. P. 277.
6. *Kozlovskiy A. et al.* // Materials Research Express. 2019. V. 6. № 5. P. 055026.
7. *Kozlovskiy A., Shlimas D., Zdorovets M.* // Vacuum. 2019. V. 163. P. 103.
8. *Kadyrzhanov D.B. et al.* // High Energy Chemistry. 2018. V. 52. № 4. P. 302.
9. *Kaikanov M. et al.* // Materials Research Express. 2018. V. 5. № 7. P. 075010.
10. *Hu X., Li G., Yu J.C.* // Langmuir. 2009. V. 26. № 5. P. 3031.
11. *Shkir M. et al.* // Physica B: Condensed Matter. 2017. V. 508. P. 41.
12. *Kaliekperov M. et al.* // Materials Research Express. 2018. V. 5. № 5. P. 055008.
13. *Kaikanov M. et al.* // Inorganic Materials. 2018. V. 54. № 4. P. 386.
14. *Kozlovskii A.L. et al.* // High Energy Chemistry. 2018. V. 52. № 2. P. 152.
15. *Li F. et al.* // Nanotechnology. 2017. V. 28. № 12. P. 125702.
16. *Lin L. et al.* // J. Alloys and Compounds. 2017. V. 695. P. 1523.
17. *Shlimas D.I. et al.* // Materials Research Express. 2018. V. 5. № 3. P. 035021.
18. *Corio P. et al.* // Chemical physics letters. 2002. V. 360. № 5–6. P. 557.
19. *Kaliekperov M. et al.* // Materials Research Express. 2018. V. 5. № 3. P. 035054.
20. *Sebastián V. et al.* // Crystal Growth & Design. 2017. V. 17. № 5. P. 2700.
21. *Kenzhina I. et al.* // Nanoscience and Technology: An International J. 2018. V. 9. № 2. P. 139.
22. *Krashennnikov A.V., Nordlund K.* // J. Applied Physics. 2010. V. 107. № 7. P. 3.
23. *Shlimas D.I. et al.* // Crystallography Reports. 2017. V. 62. № 5. P. 739.
24. *Kozlovskiy A. et al.* // Materials Research Express. 2017. V. 4. № 10. P. 105042.
25. *Zdorovets M.V. et al.* // Physics Letters A. 2018. V. 382. № 4. P. 175.
26. *Zhang X. et al.* // Scripta Materialia. 2002. V. 46. № 9. P. 661.
27. *Hu J.Q. et al.* // Chemistry of Materials. 2003. V. 15. № 1. P. 305.
28. *Kaur A., Chauhan R.P.* // Radiation Effects and Defects in Solids. 2014. V. 169. № 6. P. 513.
29. *Kozlovskiy A.L. et al.* // Petroleum Chemistry. 2016. V. 56. № 4. P. 330.
30. *Simon P., Gogotsi Y.* // Nature materials. 2008. V. 7. № 11. P. 845.
31. *Kozlovskii A.L. et al.* // Technical Physics Letters. 2016. V. 42. № 10. P. 1018.

32. *Gao M.R. et al.* // *Chemical Society Reviews*. 2013. V. 42. № 7. P. 2986.
33. *Zdorovets M.V. et al.* // *J. Materials Science: Materials in Electronics*. 2018. V. 29. № 5. P. 3621.
34. *Kadyrzhanov D.B. et al.* // *Materials Research Express*. 2017. V. 4. № 12. P. 125023.
35. *Zdorovets M.V. et al.* // *J. Physics: Condensed Matter*. 2018. V. 30. № 12. P. 125301.
36. *Shlimas D.I. et al.* // *High Energy Chemistry*. 2017. V. 51. № 1. P. 11.
37. *Andrievski R.A., Glezer A.M.* // *Scripta materialia*. 2001. V. 44. № 8–9. P. 1621.
38. *Andrievski R.A., Glezer A.M.* // *Physics-Uspekhi*. 2009. V. 52. № 4. P. 315.
39. *Ilyin A.M., Daineko E.A., Beall G.W.* // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2009. V. 42. № 1. P. 67.
40. *Komarov F.F. et al.* // *J. Applied Spectroscopy*. 2017. V. 83. № 6. P. 959.
41. *Li W. et al.* // *Nano Research*. 2014. V. 7. № 11. P. 1691.
42. *Komarov F.F.* // *Physics-Uspekhi*. 2003. V. 46. № 12. P. 1253.
43. *Lindhard J., Scharff M.* // *Physical Review*. 1961. V. 124. № 1. P. 128.
44. *Lindhard J. et al.* // *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 1963. V. 33. № 10. P. 1.
45. *Chauhan R.P. et al.* // *Radiation Effects and Defects in Solids*. 2013. V. 168. № 7–8. P. 484.