

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ГРАФИТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*А. И. Рязанов**, *М. В. Ковальчук*, *Э. Х. Мухамеджанов*, *В. Н. Перегудов*,
С. Т. Латушкин, *А. Н. Морковин*, *М. М. Борисов*, *В. Н. Унежес*

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 2008 г.

С использованием синхротронного излучения проведены исследования образования кластеров радиационных дефектов в виде междоузельных дислокационных петель в пирографите, облученном на циклотроне ионами углерода с энергией 20 МэВ. Для анализа полученных экспериментальных результатов использовались модель Кривоглаза и модель формирования деформационных доменов дислокационными петлями. Получение параметров деформированного состояния кристаллической решетки пирографита после облучения базируется на экспериментальных данных о сдвигах и уширениях брэгговских пиков. Проведенные эксперименты и теоретический анализ показывают, что эффекты уплотнения кристаллической решетки (усадка графита) и возникновение эффекта радиационного распухания (увеличение объема) графита под действием облучения быстрыми нейтронами в атомном реакторе могут быть получены в имитационных экспериментах на ускорителях заряженных частиц при значительно меньших дозах облучения графита ионами углерода и за существенно более короткие времена облучения.

PACS: 81.40.Wx, 73.50.Bk

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования образования кластеров радиационных дефектов в материалах, облучаемых быстрыми частицами (нейтроны, ионы, электроны) являются одной из важнейших и интересных задач современной физики твердого тела. Это направление исследований имеет как фундаментальное значение, связанное с изучением характера образующихся дефектов в материалах, облучаемых быстрыми частицами в зависимости от их энергии и плотности, типа кристаллической решетки, характера межатомных взаимодействий в ней, распределения электронной плотности и т. д., так и прикладное значение, связанное с возможностью прогнозирования изменений микроструктуры и физико-механических свойств облучаемых материалов в зависимости от дозы облучения, а также анализа кинетики накопления кластеров ра-

диационных дефектов в этих материалах при больших дозах облучения. Фундаментальным исследованиям образования радиационных дефектов в материалах посвящен ряд работ [1–5]. Графит интересен не только как материал, используемый в современных атомных реакторах, но и как перспективный материал для будущих термоядерных реакторов. В связи с этим исследования физических механизмов образования радиационных дефектов в графите и анализ происходящих в нем структурных изменений при больших дозах облучения быстрыми частицами представляет существенный интерес. Графит является анизотропным (гексагональным) материалом, поэтому исследования накопления в нем радиационных повреждений и образования кластеров дефектов представляют также общезначительный интерес, особенно для объяснения механизмов возникновения радиационно-индуцированного анизотропного формоизменения облученных графитовых мате-

*E-mail: ryazanoff@comail.ru

риалов в направлении, перпендикулярном базисной плоскости, которое может достигать 30–40 % [6].

Для исследования структурных изменений в материалах, содержащих дефекты, используются методы просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии [7, 8], а также малоуглового рассеяния рентгеновского излучения [7–9]. Теоретические исследования кинетики накопления радиационных дефектов в материалах, включая образование и рост дислокационных петель под облучением, рассмотрены в работах [6, 10–13]. Множество работ посвящено кинетике формирования дислокационных петель [14–18]. Измерения диффузного рассеяния рентгеновского излучения в никеле и его сплавах (NiCu, NiFe), облученных ионами фосфора (150 МэВ), показали наличие образования как междуузельных дислокационных петель, так и вакансионных петель в облученных материалах [19]. В работе [20] рассматривалось формирование дислокационных петель как механизм релаксации напряжений и обсуждалась возможность влияния их на модификацию композитных нанопроволок. Теория диффузного рассеяния рентгеновских лучей и ее применение для изучения точечных дефектов и их кластеров развита ранее в работе [21]. Однако в этой работе недостаточное внимание уделено анализу влияния взаимодействия дислокационных петель на диффузное рассеяние рентгеновских лучей при высоких концентрациях этих петель. Особенностью графита является исходная анизотропия его кристаллической решетки, которая способствует образованию междуузельных дислокационных петель между базисными кристаллическими плоскостями.

Микроструктурные изменения в графите при облучении быстрыми нейтронами интенсивно исследуются с начала 60-х годов прошлого века (см. [22, 23]). Эти исследования показали, что при дозах $\Phi < \Phi_0$ ($\Phi_0 \sim 10^{22}$ нейтронов/см²) происходит уплотнение (усадка) графита, ведущее к уменьшению его относительных размеров в направлении, параллельном базисным плоскостям, причем величина максимального уплотнения может составлять несколько процентов. При дозах $\Phi > \Phi_0$ начинается процесс увеличения относительных размеров графита в направлении, перпендикулярном базисным плоскостям, который ведет к возникновению радиационного распухания. Эти исследования требуют больших временных затрат, так как критическая доза Φ_0 набирается в атомных реакторах за времена облучения порядка одного–двух лет. Исследования показывают, что анизотропная деформация гексагональной решетки графита определяется междуузельными

атомами, выбитыми из узлов решетки и образующими в результате диффузионных столкновений в базисных плоскостях кластеры радиационных дефектов в виде междуузельных дислокационных петель. При облучении графитовых материалов нейтронами в атомных реакторах ускорить достижение критической дозы Φ_0 , с которой начинается интенсивная стадия радиационного распухания графита, практически невозможно. Процесс образования точечных радиационных дефектов (вакансий и междуузельных атомов) можно существенно ускорить при облучении графита различными ионами углерода на ускорителях заряженных частиц. Наибольшая эффективность создания радиационных точечных дефектов в графите обеспечивается при облучении его высокоэнергетичными ионами углерода, имеющими более высокое резерфордское сечение рассеяния на атомах графита, по сравнению с упругим рассеянием нейтронов на этих же атомах. При таком облучении в графит не вносятся дополнительные примесные атомы и точечные радиационные дефекты (междуузельные атомы и вакансии) образуются в каскадах атомных столкновений в результате упругого рассеяния ионов углерода на атомах кристаллической решетки, которые получают кинетическую энергию, превышающую энергию связи в решетке, и выбиваются из узловых положений. При торможении быстрых ионов углерода в графите создается неоднородный профиль распределения первичных радиационных дефектов по глубине с максимальной плотностью дефектов на расстояниях от поверхности порядка пробега ионов углерода в графите. Последующая быстрая диффузия наиболее подвижных выбитых междуузельных атомов между базисными плоскостями графита приводит к образованию в нем кластеров дефектов в виде междуузельных дислокационных петель. В результате такого облучения образуется неоднородное распределение дислокационных петель по глубине, плотность которых в области торможения ионов углерода может существенно превышать аналогичную величину в приповерхностном слое, что нашло свое подтверждение в настоящей работе при послыйном анализе рассеяния синхротронного излучения (СИ) в облученном графите. Таким образом, с помощью анализа рассеяния рентгеновских лучей можно проследить кинетику формирования междуузельных дислокационных петель в облученном графите и проанализировать характер взаимодействия петель от его отсутствия в приповерхностном слое до максимального проявления этого эффекта на расстояниях порядка глубины пробега ионов углерода в графите.

В настоящей работе исследовано рассеяние СИ в пирографите, облученном ионами углерода с энергией 20 МэВ. Разработаны теоретические модели и проведены численные расчеты дифракционного и диффузного рассеяния СИ в облученном графите на системе точечных дефектов и их кластеров в виде междоузельных дислокационных петель. Использование Курчатовского источника синхротронного излучения позволило провести экспресс-диагностику структурных изменений в предельно тонких, слабо рассеивающих образцах облученного графита. Проведено сравнение полученных экспериментальных и теоретических результатов и найдено распределение междоузельных атомов, находящихся в междоузельных дислокационных петлях, в зависимости от глубины облученного пирографита. Эти результаты являются особенно важными для объяснения физических механизмов возникновения радиационно-индуцированного формоизменения облученных графитовых материалов [6]. Подобные исследования образования кластеров радиационных дефектов в облученном графите с помощью рассеяния синхротронного излучения проводятся впервые.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПИРОГРАФИТЕ С ПОМОЩЬЮ ОБЛУЧЕНИЯ ЕГО ИОНАМИ УГЛЕРОДА С ЭНЕРГИЕЙ 20 МэВ НА ЦИКЛОТРОНЕ РНЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Для исследования особенностей микроструктурных изменений в облученных графитовых материалах и характера образующихся радиационных дефектов обычно используется нейтронное и ионное облучение. При этом основной физической величиной, характеризующей степень образования радиационных дефектов в облучаемых материалах в зависимости от дозы облучения, является число смещений на атом, которые создаются первично-выбитыми атомами в результате упругого рассеяния быстрых налетающих частиц атомами кристаллической решетки графита. Как отмечалось ранее, быстрые нейтроны обладают более низкими по сравнению с высокоэнергетичными ионами углерода сечениями упругого рассеяния на атомах графита и поэтому имеют на три–четыре порядка меньшие значения сечений образования радиационных дефектов. В силу этого набор одной и той же дозы по числу смещений на атом при ионном облучении на ускорителе осуществляется за времена на

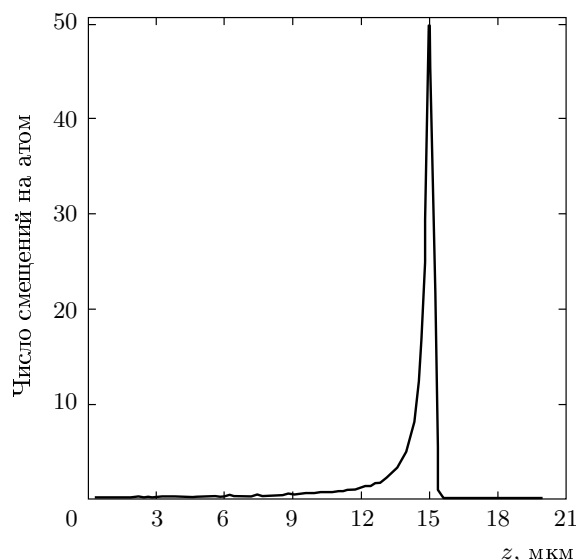


Рис. 1. Профиль пространственного распределения накопления первичных радиационных точечных дефектов — смещений на атом в зависимости от глубины торможения ионов в пирографите с плотностью $\rho = 2.253 \text{ г/см}^3$ при облучении его ионами углерода с энергией $E = 20 \text{ МэВ}$ и дозой $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ частиц/см}^2$

три–четыре порядка меньше по сравнению с нейтронным облучением. Кроме этого, в отличие от нейтронного облучения, ионное облучение не приводит к образованию высокой наведенной активности на облучаемых образцах, что позволяет сразу использовать их для проведения дальнейших структурных исследований. Для создания высоких уровней радиационной повреждаемости в графитовых материалах по числу смещений на атом на циклотроне РНЦ «Курчатowski институт» было проведено облучение специально подготовленных образцов пирографита ионами углерода (C^{12}) с энергией 20 МэВ. Облучение графитовых образцов проводилось при температуре $T = 450\text{--}500 \text{ }^\circ\text{C}$. Доза облучения по числу частиц (ионов углерода) составляла $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ частиц/см}^2$ и набиралась примерно за 10 ч.

Область создания максимальных концентраций радиационных повреждений в графите расположена на некотором расстоянии от поверхности и локализована в тонком слое. Согласно теоретическим расчетам профилей распределения первичных радиационных дефектов по глубине в пирографите, облученном ионами углерода с энергией 20 МэВ и дозой $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ частиц/см}^2$, основанным на использовании метода Монте-Карло для тормозящих-

ся ионов в облучаемом материале [24], глубина залегания наиболее радиационно поврежденной области составляет около 15 мкм, а ширина профиля распределения радиационных дефектов составляет примерно 1–2 мкм (см. рис. 1). При этом численные расчеты показывают, что максимальная степень образования радиационных дефектов в зоне торможения ионов углерода при дозе облучения $\Phi = 5 \cdot 10^{17}$ частиц/см² составляет $D_{max} = 50.98$ смещений/атом, а минимальный уровень образования радиационных дефектов вблизи поверхности составляет $D_{min} = 0.22$ смещений/атом. Средний же уровень создания радиационных дефектов по глубине облученной области при этой дозе облучения составляет $D_{av} = 2.54$ смещений/атом. Следует отметить, что уровень радиационных повреждений при нейтронном облучении в реакторе, соответствующий $D = 1$ смещений/атом, набирается при дозе нейтронного облучения $\Phi = 10^{21}$ нейтронов/см² в реакторе за год. В связи с тем, что толщина образцов графита, исследуемых на источнике СИ, в силу высокой интенсивности его пучка может быть достаточно малой (порядка 1–2 мкм), весьма актуальной является задача исследования распределений радиационных дефектов на различных расстояниях от поверхности, включая анализ наиболее радиационно поврежденных слоев.

Для решения данной задачи был применен метод послойного анализа структуры облученного ионами углерода пирографита, состоявший в исследовании чешуек пирографита толщиной порядка 1–2 мкм, последовательно снимаемых с поверхности облученного образца. При этом с поверхности облученного образца были последовательно сняты 12 слоев, каждый из которых был отдельно сохранен. Средняя толщина отщепляемых чешуек определялась из общего количества снятых слоев и величины измеряемой ступеньки, образующейся на поверхности образца после отслаивания. После снятия 12 слоев обрабатываемая область оказалась утоплена над уровнем необлученной поверхности на величину около 18 мкм, что соответствовало средней толщине слоя около 1.5 мкм. Площадь чешуек, пригодных для исследования, составляла 2–4 мм². К сожалению, несколько чешуек при отслаивании распались на слишком маленькие фрагменты, непригодные для дальнейшего анализа методом рассеяния СИ. Поиск радиационных повреждений проводился последовательно в 2-м, 3-м, 4-м, 7-м, 8-м, 9-м, 10-м и 12-м снятых слоях. Глубина залегания этих чешуек в исходном облученном образце составляла соответственно примерно от 3 мкм до 18 мкм. Для сравнения с

обратной (необлученной) стороны исследуемого образца также был снят один слой, игравший роль необлученной чешуйки.

Список исследованных образцов приведен ниже в таблице, где номер чешуйки соответствует его порядковому номеру при отслаивании.

3. ДИАГНОСТИКА ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ В ОБЛУЧЕННЫХ ГРАФИТОВЫХ ОБРАЗЦАХ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектры рассеяния синхротронного излучения были получены на станции «Прецизионная рентгеновская оптика» (ПРО) на канале 6.6 Курчатовского источника СИ [25]. Станция ПРО оснащена вакуумным двухкристальным монохроматором с водяным охлаждением первого кристалла, щелевыми коллиматорами, мониторами пучка СИ, детектором рентгеновского излучения и четырехкрупным гониометром, предназначенным для решения задач рентгеновского материаловедения. Станция оборудована системами динамической стабилизации пространственного положения пучка СИ в канале вывода (точность около 10 мкм) и углового положения кристаллов-монохроматоров (точность около 0.03 угл. с), обеспечивающими необходимые условия для проведения прецизионных рентгенодифракционных экспериментов. В качестве кристаллов-монохроматоров использовались пластины кремния с симметричными отражениями (111). Измерения проводились на длине волны СИ $\lambda = 0.7 \text{ \AA}$.

Схема эксперимента показана на рис. 2. Излучение от источника СИ после прохождения кристаллов-монохроматоров M_1 , M_2 и коллиматоров K_1 , K_2 падало на образец O , расположенный на гониометре. Рентгеновское излучение, рассеянное образцом на угол θ , после отражения от кристалла-анализатора A (совершенный кристалл Ge(111)) фиксировалось детектором D . Монитор интенсивности пучка СИ (ионизационная камера) использовался для стабилизации угловой настройки монохроматора, а также для нормировки экспериментальных кривых рассеяния на интенсивность падающего пучка СИ. Использование кристалла-анализатора обеспечивало высокое угловое разрешение $\Delta\theta = 10$ угл. с (0.0008 \AA^{-1}), необходимое для точного определения положения брэгговских пиков. Спектры рассеяния СИ от образцов снимались в режиме ω - 2θ -сканирования.

На рис. 3 представлены экспериментальные кри-

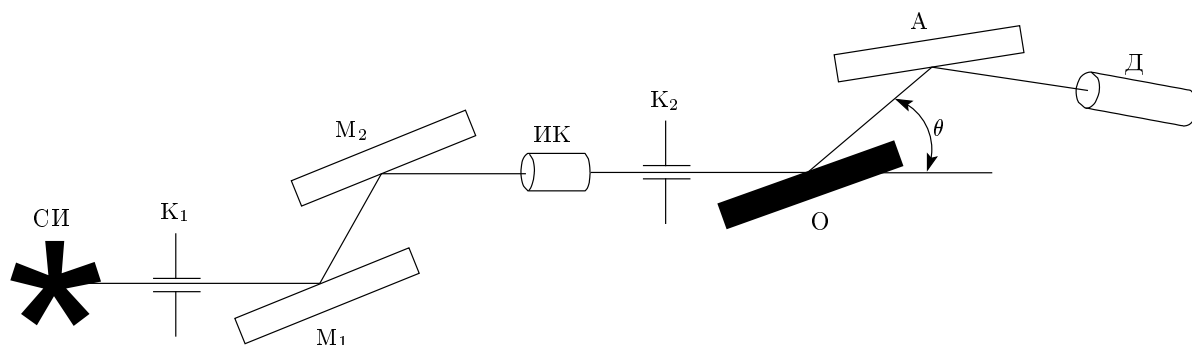


Рис. 2. Схема эксперимента на станции ПРО: СИ — источник синхротронного излучения (поворотный магнит); M_1 , M_2 — кристаллы-монокроматоры; K_1 , K_2 — щелевые коллиматоры; ИК - мониторинговая ионизационная камера; О — образец; А — кристалл-анализатор; Д — детектор

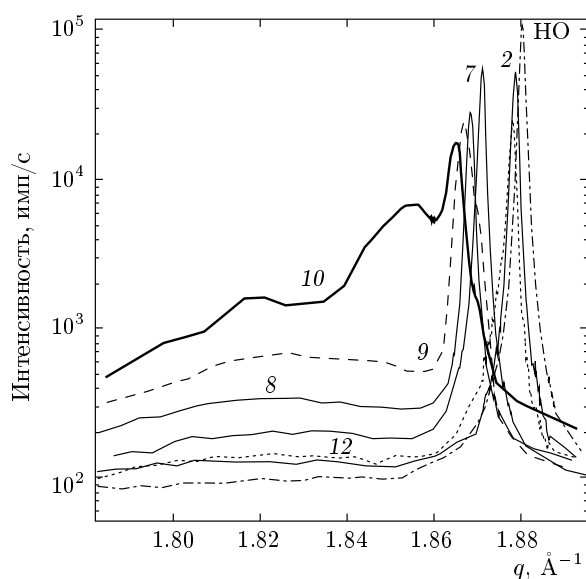


Рис. 3. Экспериментальные зависимости интенсивности рассеяния СИ от величины переданного импульса q в области (002)-отражения от графитовых чешуек, облученных ионами углерода (№№ 2–12), и исходной необлученной чешуйки (НО)

вые рассеяния СИ в области (002)-отражения, полученные для различных графитовых чешуек, располагавшихся при облучении на различных глубинах в исходном образце пирографита. На рис. 3 интенсивности рассеяния представлены в зависимости от величин переданного импульса q , пересчитанных из экспериментальных углов рассеяния θ . Здесь же приведена соответствующая кривая от необлученной чешуйки. По сравнению с необлученной чешуйкой пики от всех облученных чешуек наблюдаются при меньших переданных импульсах, что соответ-

ствует увеличенным значениям параметра решетки графита c . Наряду с узкими брэгговскими пиками на кривых наблюдаются широкие пики диффузного рассеяния на дефектах. По мере продвижения в глубь образца его дефектность, связанная с образованием междоузельных дислокационных петель, возрастает, что характеризуется нарастающими уширением и смещением брэгговских пиков (т. е. ростом параметра решетки c), а также увеличением интенсивности диффузной компоненты. Этот процесс достигает своего максимума на определенной глубине (около 15 мкм), а затем убывает, что согласуется с пространственным распределением первичных радиационных точечных дефектов, образующихся при облучении (см. рис. 1).

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате облучения графитовых материалов ионами углерода в них создаются высокие концентрации точечных дефектов в виде вакансий и междоузельных атомов. Теоретический анализ базируется на существенном различии энергий миграции вакансий и междоузельных атомов в графите. Вакансии, обладая в графите высокой энергией миграции ($E_{mv} = 2-3$ эВ), практически неподвижны, а междоузельные атомы, обладая низкой энергией миграции ($E_{mi} = 0.1$ эВ) [32], легко диффундируют по решетке и, сталкиваясь друг с другом, образуют кластеры дефектов в виде междоузельных дислокационных петель, которые зарождаются и растут между базисными кристаллическими плоскостями. Анализ рассеяния рентгеновских лучей на кристаллах с дефектами [26] показывает, что интенсивность рассеяния

может быть представлена в виде суммы интенсивностей дифракционного рассеяния на идеальной решетке, соответствующей средним параметрам, устанавливаемым после релаксации дефектной структуры, и диффузного рассеяния, которое определяется деформационными отклонениями кристаллической решетки с дефектами по сравнению с таковыми на идеальной. При этом зависимость интенсивности дифракционного рассеяния от дефектов структуры проявляется не только в сдвиге брэгговского пика на величину Δq_B , но и характеризуется уменьшением интенсивности рассеяния, которое описывается фактором Дебая–Валлера. Для диффузной составляющей рассеяния рентгеновского излучения сильно искаженными кристаллами, содержащими дислокационные петли, в работе [27] получено выражение, которое имеет лоренцевскую зависимость от переданного при рассеянии импульса q , и в случае сканирования вблизи направления (002) отражения с импульсом обратной решетки $Q = 4\pi/c$ (где c — расстояние между базисными атомными плоскостями пирографита) вдоль $q = q_z$ может быть записано в виде

$$I_D = \frac{I_{iD}}{\pi} \frac{w_D}{(q - Q + \Delta q_D + \Delta q_B)^2 + w_D^2}. \quad (1)$$

Здесь I_{iD} — интегральная интенсивность диффузного пика, а ось z направлена по нормали к базисной плоскости в глубь образца. При этом сдвиг квазилинии диффузного рассеяния Δq_D отсчитывается от положения брэгговского пика в неидеальном кристалле, который, в свою очередь, сдвинут на Δq_B относительно положения брэгговского пика в идеальном кристалле, благодаря полям упругих смещений атомов решетки, создаваемых дислокационными петлями (Δq_D^L) и точечными дефектами (вакансиями и междоузельными атомами) (Δq_D^v). Для ширины диффузного пика w_D^L , а также для сдвигов брэгговского Δq_B^L и диффузного Δq_D^L пиков, определяемых вкладом дислокационных петель, в широком интервале изменения фактора Дебая–Валлера в работе [27] получены следующие зависимости от плотности дислокационных петель n_L и их радиуса r_L :

$$w_D^L = n_L r_L^2 b Q \varphi_w^L, \quad (2)$$

$$\Delta q_D^L = n_L r_L^2 b Q \varphi_D^L, \quad (3)$$

$$\Delta q_B^L = n_L r_L^2 b Q \varphi_B^L, \quad (4)$$

где φ_w^L , φ_B^L , φ_D^L — численные коэффициенты, введенные в работе [27].

Для призматических дислокационных петель, лежащих между базисными плоскостями гексагональной плотноупакованной (ГПУ) решетки с вектором Бюргерса \mathbf{b} , параллельным нормали к плоскости петли \mathbf{n} , и в случае сканирования вблизи (002)-отражения с $Q = 4\pi/c$ (т. е. в случае $\mathbf{b} \parallel \mathbf{n} \parallel \mathbf{Q} \parallel \mathbf{q}$) в упруго-изотропном приближении при величине коэффициента Пуассона пирографита $\nu = 0.2$, в соответствии с результатами работы [27] получаем $\varphi_w^L = 1.544$, $\varphi_D^L = 0.945$, $\varphi_B^L = \pi$.

Полученные в рамках подхода [27] зависимости ширины квазилинии диффузного рассеяния и ее сдвига от произведения $n_L r_L^2$ указывают, что эти характеристики рассеяния на каждой чешуйке облученного пирографита определяются одним параметром, а именно, эффективным флюенсом c_p , который определяет концентрацию атомов углерода в дислокационных петлях. Эта величина учитывает как внедренные ионы углерода, так и атомы матрицы графита, попадающие в междоузельные положения в процессе облучения в результате образования точечных радиационных дефектов в каскадах атомных столкновений. Последующая быстрая диффузия междоузельных атомов углерода с низкой энергией миграции в матрице приводит к формированию кластеров дефектов в виде междоузельных дислокационных петель, которые залегают между базисными плоскостями пирографита. В случае призматических междоузельных дислокационных петель

$$n_L r_L^2 \approx c_p n_0 a^2 / 3 = c_p 2 / c 3 \sqrt{3}, \quad (5)$$

где a — межатомное расстояние в базисной плоскости пирографита, $n_0 = (\sqrt{3} c a^2 / 2)^{-1}$ — исходная плотность матрицы пирографита. Таким образом, кривые рассеяния позволяют проанализировать и получить распределение эффективного флюенса c_p по глубине облученного пирографита, которое определяет реальную толщину радиационно-поврежденной области и степень ее радиационного повреждения.

С другой стороны, уменьшение интенсивности дифракционного пика дает возможность оценить фактор Дебая–Валлера, как это было сделано в работе [28] на нейтронах. Интегральная интенсивность дифракционного пика может быть записана в виде [28]

$$I_{iB} = I_{iB0} e^{-2M}, \quad (6)$$

где I_{iB0} и I_{iB} — интегральные интенсивности дифракционного пика до и после облучения, а показатель экспоненты ($2M$) представляет собой фактор Дебая–Валлера:

$$2M = n_L r_L^3 (bQ)^{3/2} \varphi_{DW}. \quad (7)$$

Численное значение коэффициента $\varphi_{DW} \sim 1$ и оно зависит от направления вектора обратной решетки. Для отражений $(00h)$ $\varphi_{DW} = 0.46$ [26]. Соотношения (6), (7), в принципе, дают возможность определить из эксперимента величину фактора Дебая–Валлера. Тогда средний радиус дислокационных петель в облученной чешуйке может быть получен из соотношений (6), (7) и записан в виде

$$r_L = \frac{\ln(I_{iB0}/I_{iB})}{n_L r_L^2 (bQ)^{3/2} \varphi_{DW}}. \quad (8)$$

Очевидно, что точность определения сдвигов брэгговских пиков в эксперименте по рассеянию СИ гораздо выше точности определения ширин и сдвигов диффузных пиков (см. рис. 3), поэтому произведение $n_L r_L^2$ определяется из соотношения (4):

$$n_L r_L^2 = \frac{\Delta q_B^L}{bQ \varphi_B^L}. \quad (9)$$

Величина вектора Бюргерса для призматических дислокационных петель (b) может быть принята равной периоду решетки в направлении z , параллельном c ($b = c$).

Найдем распределение полей упругих деформаций вблизи кластеров радиационных дефектов (междоузельных дислокационных петель) в графите. Для расчетов анизотропной деформации в графите вблизи дислокационных петель рассмотрим призматические дислокационные петли, для которых ранее получено поле упругих смещений в виде [29, 30]

$$\mathbf{u} = \frac{br_L^2}{8(1-\nu)r^2} \left[3 \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{z^2}{r^2} + (1-2\nu) \left(2\mathbf{n} \frac{z}{r} - \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \right], \quad (10)$$

где ν — коэффициент Пуассона, а расстояние $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ отсчитывается от центра дислокационной петли. Это поле упругих смещений описывает анизотропные деформации (ε_{ij}) без изменения объема, так как сумма диагональных компонент тензора деформации (ε_{ii}), которая соответствует этому полю упругих смещений, равна нулю ($\varepsilon_{ii} = 0$). Однако из предшествующих экспериментов с пирографитом известно, что имеет место изменение объема ΔV [31]. Причем, как отмечалось ранее, при малых дозах облучения происходит уплотнение, $\Delta V/V < 0$, а при больших дозах происходит распухание графита, $\Delta V/V > 0$.

Для объяснения этих особенностей необходимо определить поле упругих смещений вблизи дислокационной петли, которое в отличие от поля (10)

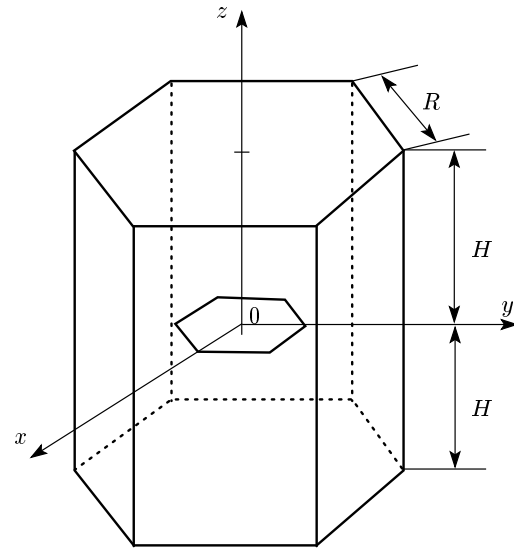


Рис. 4. Модель деформационного домена в виде шестигранной призмы высотой $2H$ и стороной основания R с призматической дислокационной петлей для расчета упругого поля петли

при высокой концентрации дислокационных петель может нарастать вблизи дислокационных петель с увеличением расстояния от кластера дефектов. Такое поле упругих смещений (\mathbf{v}), удовлетворяющее уравнению равновесия вблизи дислокационной петли $\nabla \text{div} \mathbf{v} = 0$, в случае азимутальной симметрии имеет вид

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{r}}{r} \sqrt{\alpha^2 z^2 + \beta^2 (x^2 + y^2)}, \quad (11)$$

где постоянные α и β определяются из соответствующих граничных условий. В случае сферически-симметричных кластеров дефектов поле (11) имеет вид αr , а поле (10) имеет вид γ/r^2 , где γ определяется мощностью дефекта. При этом α определяется граничными условиями [32]. Поэтому при высокой плотности дислокационных петель, когда необходимо учитывать упругое взаимодействие между ними, будем искать распределение упругих смещений вблизи дислокационных петель в виде суммы упругих смещений (10) и (11):

$$w = u + v. \quad (12)$$

Данная модель с использованием нарастающего поля объемных смещений вблизи петли при высоких плотностях петель требует обрезания поля упругих смещений (12) путем введения эффективного объема, приходящегося на одну дислокационную петлю,

и задания на нем соответствующих граничных условий. Математическая формулировка таких граничных условий требует конкретного выбора формы деформационного домена (эффективного объема), соответствующего одной дислокационной петле. В случае призматической дислокационной петли в качестве деформационного домена наиболее естественно выбрать шестигранную призму. Пусть высота призмы равна $2H$ (см. рис. 4) и сторона шестиугольника основания равна R , тогда объем выбранного деформационного домена равен

$$V_L = 3\sqrt{3}R^2H. \quad (13)$$

С другой стороны, средний объем деформационного домена определяется плотностью дислокационных петель $\bar{V}_L = 1/n_L$, что дает возможность связать параметры модели H и R с концентрацией междоузельных атомов и плотностью дислокационных петель, в которые они объединяются. Как это предлагается в работе [32], на границах деформационного домена можно поставить граничные условия отсутствия напряжений и получить необходимые уравнения для определения коэффициентов α и β . Если требовать равенства нулю упругих напряжений, отвечающих полю упругих смещений вблизи дислокационной петли (12), усредненных по поверхностям деформационного домена, то уравнения получаются громоздкими и имеют сложный вид. Для оценочного определения коэффициентов α и β достаточно приравнять нулю нормальные напряжения в центрах граней деформационного домена для поля упругих смещений (12). В результате проведенных расчетов получим простые выражения для коэффициентов α и β :

$$\alpha = \frac{br_L^2}{2H^3} \frac{1-2\nu}{1-\nu^2}, \quad (14)$$

$$\beta = -\frac{2br_L^2}{3\sqrt{3}R^3} \frac{(1-2\nu)^2}{1-\nu^2}. \quad (15)$$

Далее определим относительные изменения параметров решетки $\delta_c^L = (\Delta c/c)_L$ и $\delta_a^L = (\Delta a/a)_L$ за счет деформаций от междоузельных дислокационных петель как отношение суммарного упругого смещения (12) для центров граней к исходным расстояниям до этих граней соответственно H и $\sqrt{3}R/2$. В результате простых вычислений получим

$$\delta_c^L = \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_L = \frac{br_L^2}{H^3} \frac{1+\nu/4}{1+\nu}, \quad (16)$$

$$\delta_a^L = \left(\frac{\Delta a}{a}\right)_L = \frac{br_L^2}{\sqrt{3}R^3} \frac{1-2\nu}{1+\nu}. \quad (17)$$

Решая совместно уравнения (4) и (5), для c_p получаем следующую зависимость от сдвига брэгговского пика:

$$c_p = 3c_L \left(\frac{r_L}{a}\right)^2 = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} \frac{\Delta q_B^L}{Q}. \quad (18)$$

Здесь c_L — концентрация дислокационных петель в расчете на один атом матрицы. Используя формулы (4), (13) и (16), получаем для отношения размеров деформационного домена следующее выражение:

$$\left(\frac{H}{R}\right)^2 = \frac{1+\nu/4}{1+\nu} \frac{3\sqrt{3}\Delta q_B^L}{\pi Q \delta_c^L}. \quad (19)$$

Если учесть, что $\Delta q_B^L = Q - Q/(1+\delta_c^L) = Q\delta_c^L/(1+\delta_c^L)$, то соотношение (19) может быть преобразовано к виду

$$\left(\frac{H}{R}\right)^2 = \frac{1+\nu/4}{1+\nu} \frac{3\sqrt{3}}{\pi(1+\delta_c^L)}. \quad (19a)$$

Для пирогرافита с коэффициентом Пуассона $\nu = 0.2$ это отношение составляет

$$\frac{H}{R} \approx \frac{1.2}{\sqrt{1+\delta_c^L}}. \quad (19b)$$

При получении формулы (18) учтено, что исходная плотность матрицы пирогرافита принята равной $n_0 = (\sqrt{3}ca^2/2)^{-1}$. Очевидно, что из формулы (18) легко может быть получена зависимость δ_c^L от эффективного флюенса:

$$\delta_c^L = \frac{2\pi c_p}{3\sqrt{3}} \left(1 - \frac{2\pi c_p}{3\sqrt{3}}\right)^{-1}. \quad (20)$$

Формулы (19), (20) показывают, что соотношение между размерами деформационного домена очень слабо зависит от полного числа междоузельных атомов в дислокационных петлях. Относительное изменение среднего межатомного расстояния в базисной плоскости δ_a^L , определяемое формулой (17), может быть выражено через δ_c^L и параметр H/R , зависимость которого от δ_c^L определяется формулой (19). В случае пирогرافита получаем

$$\delta_a^L = -\frac{1-2\nu}{1+\nu/4} \frac{\delta_c^L}{\sqrt{3}} \left(\frac{H}{R}\right)^3 \approx -0.57\delta_c^L(1+\delta_c^L)^{-3/2}. \quad (21)$$

Следует отметить, что относительное изменение периода решетки в направлении \mathbf{a} (21), полученное в рамках предложенной теоретической модели с учетом рассчитанного поля упругих смещений (12) вблизи дислокационной петли и описывающее усадку (уплотнение материала) вдоль направления \mathbf{a} , примерно на порядок превышает аналогичный результат, полученный ранее в работе [34].

Этот результат может существенно изменить поведение дозовой теоретической зависимости радиационно-индуцированного распухания графитовых материалов под облучением.

Вклад вакансий в усадку и распухание решетки можно определять как в работе [33], считая вакансии в процессе диффузии неподвижными при температуре облучения $T = 450\text{--}500^\circ\text{C}$ из-за их высокой энергии миграции ($E_{mv} = 2\text{--}3$ эВ). Вследствие этого изменение положения брэгговского пика Δq_B , связанное с изменением периода решетки в направлении c (δ_c), определяемое образованием дислокационных петель (δ_c^L) и вакансий (δ_c^V), равно

$$\delta_c = \delta_c^L + \delta_c^V. \quad (22)$$

Изменения периодов решетки δ_c^V и δ_a^V определяются концентрациями междоузельных атомов c_i и вакансий c_v в матрице материала и могут быть получены в результате расчетов в рамках молекулярно-динамического моделирования поведения точечных дефектов в анизотропном графите с использованием реального потенциала взаимодействия между атомами [33]. Расчеты, выполненные в работе [33], приводят к следующим значениям:

$$\delta_a^V = -0.14(c_i + c_v), \quad \delta_c^V = 3c_i + 0.2c_v. \quad (23)$$

В отличие от вакансий, междоузельные атомы, обладая низкой энергией миграции ($E_{mi} = 0.1$ эВ) [33], легко диффундируют по решетке и образуют в базисных плоскостях кластеры дефектов в виде междоузельных дислокационных петель. Поэтому концентрация свободных междоузельных атомов в матрице графита существенно меньше концентрации вакансий ($c_i \ll c_v$). Поскольку точечные дефекты — вакансии и междоузельные атомы — в условиях облучения рождаются парами, концентрация вакансий, оставшихся в матрице графита после рекомбинации, равна эффективному флюенсу ($c_v = c_p$). В результате имеем

$$\delta_c = \delta_c^L + 0.2c_p, \quad (24)$$

$$\delta_a = \delta_a^L - 0.14c_p. \quad (25)$$

На рис. 5 с использованием соотношений (20)–(25) приведены зависимости полных изменений периодов решетки в облученном графите вдоль направлений a и c (соответственно δ_a и δ_c), а также их изменений, обусловленных только влиянием дислокационных петель (δ_a^L и δ_c^L). Наличие дислокационных петель между базисными плоскостями приводит к уплотнению гексагональной упаковки

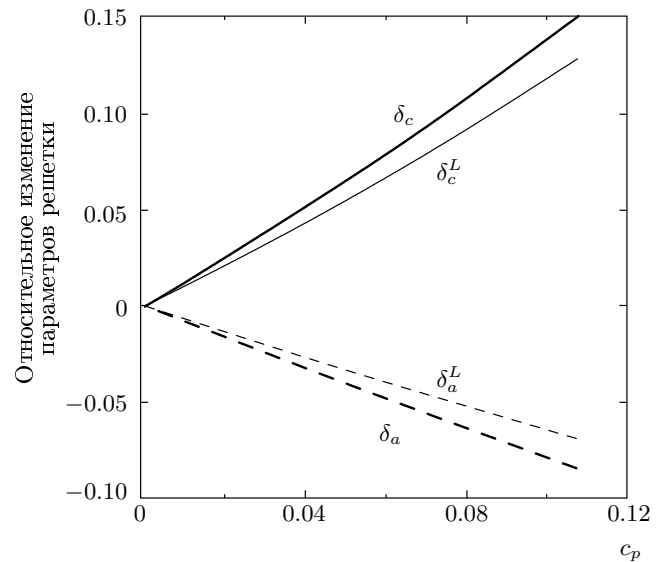


Рис. 5. Расчетные зависимости полных изменений периодов решетки в облученном графите вдоль направлений a и c (соответственно δ_a и δ_c), а также их изменений, обусловленных только влиянием дислокационных петель (δ_a^L и δ_c^L), от величины эффективного флюенса c_p

внутри базисных плоскостей. На рис. 5 видно, что вклады от вакансий и петель в изменения периодов решетки вдоль направлений a и c увеличиваются с ростом эффективного флюенса c_p .

Относительное изменение объема облученного пирографита δ_V определяется концентрациями междоузельных дислокационных петель и вакансий в его матрице и может быть представлено в виде

$$\delta_V = \frac{\Delta V}{V} = \delta_V^L + \delta_V^v, \quad (26)$$

где

$$\delta_V^L = \delta_c^L + 2\delta_a^L = \delta_c^L \left(1 - \frac{1.14}{(1 + \delta_c^L)^{3/2}} \right), \quad (27)$$

$$\delta_V^v = -0.08c_p. \quad (28)$$

На рис. 6 с помощью соотношений (20), (21), (26)–(28) приведены результаты расчетов для суммарного изменения объема облученного пирографита δ_V и изменения объема, обусловленного дислокационными петлями δ_V^L . На рис. 6 видно, что при малых дозах облучения (низких флюенсах) происходит анизотропная деформация, приводящая к усадке (уплотнению структуры) и $\Delta V/V < 0$. Максимальное уплотнение пирографита в рамках предлагаемой модели составляет

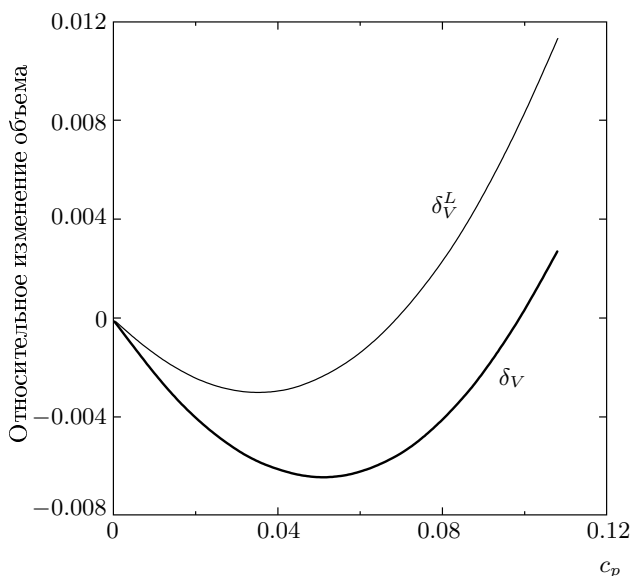


Рис. 6. Расчетные зависимости полного изменения объема облученного пирографита (δ_V) и изменения объема, обусловленного только влиянием дислокационных петель (δ_V^t), в зависимости от величины эффективного флюенса c_p

$(\Delta V/V)_{min} \approx -0.0065$ и достигается при эффективном флюенсе $(c_p)_0 \approx 0.05$, приводящем к изменению постоянной решетки $(\delta_c)_0 \approx 0.064$. Переход от уплотнения к распуханию, происходящий при $(c_p)_s \approx 0.1$, соответствует изменению постоянной решетки $(\delta_c)_s \approx 0.13$. Следует отметить, что эффективный флюенс c_p в соответствии с численными расчетами каскадных функций, характеризующих число образующихся точечных радиационных дефектов, может превышать концентрацию внедренных атомов углерода на два–три порядка [35].

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ РАСЧЕТАМИ И ПОЛУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ ОБЛУЧЕННОГО ГРАФИТА

Анализ рассеяния СИ на исходном образце (см. кривую для необлученной чешуйки на рис. 3) дал величину вектора обратной решетки $Q = 1.8803 \text{ \AA}^{-1}$, который соответствует параметру решетки $c = 6.683 \text{ \AA}^{-1}$. Эта величина принималась за начало отсчета, и от нее отсчитывались далее сдвиги пиков в облученных образцах.

Как уже отмечалось выше, при получении гра-

фитовых чешуек можно говорить только о средней толщине чешуек, определенной из общего количества снятых слоев и величины ступеньки, образующейся на поверхности образца после отслаивания, в то время как толщина каждой конкретной чешуйки может отличаться от средней величины. Поскольку толщины чешуек меньше длины экстинкции в кристалле пирографита, их разброс может сильно влиять на интегральную интенсивность брэгговских пиков. Кроме того, в случае столь тонких слоев трудно избежать их неконтролируемого изгиба, который также может исказить интегральную интенсивность брэгговских пиков при $\omega - 2\theta$ -съемке с высоким разрешением. Возможное присутствие этих факторов не позволило достоверно определить величины интегральных интенсивностей брэгговских пиков и, соответственно, те параметры междуузельных дислокационных петель, которые вытекают из этих данных согласно соотношениям (6)–(8).

Экспериментально измеренные величины смещений брэгговских пиков Δq_B и определенные из них относительные изменения постоянной решетки δ_c и δ_a и объема графита δ_V , а также эффективный флюенс c_p приведены в таблице в зависимости от номера чешуйки, т. е. фактически, от глубины в облученном образце. Из этих данных следует, что состояние всех исследованных чешуек является уплотненным по отношению к исходному. При этом, в соответствии с результатами, представленными на рис. 5, в облученном пирографите произошла анизотропная деформация, характеризующаяся увеличением межплоскостного расстояния вдоль направления c и уменьшением межатомного расстояния a в базовой плоскости.

Примеры численной подгонки экспериментальных кривых рассеяния СИ от графитовых чешуек 7 и 10, в соответствии с изложенной выше теорией, приведены на рис. 7. Как видно на этом рисунке, радиационная поврежденность чешуйки 10 существенно отличается от других образцов. Экспериментальная кривая имеет два ярко выраженных брэгговских пика (A и B на рис. 7) со средними величинами переданных импульсов $\overline{q_A} = 1.8646 \text{ \AA}^{-1}$ и $\overline{q_B} = 1.8544 \text{ \AA}^{-1}$ и наиболее интенсивное и широкое из всех образцов распределение диффузной компоненты рассеяния СИ. Это означает, что внутри чешуйки 10 имеются области со значительно различающейся радиационной поврежденностью. Очевидно, что чешуйка 10 при облучении располагалась в исходном образце пирографита примерно на глубине пробега ионов углерода, где существует резкий градиент радиационной повреждаемости в гра-

Таблица. Характеристики исследованных образцов, экспериментально измеренные величины смещений брэгговских пиков Δq_B и определенные из них относительные изменения постоянных решетки δ_c и δ_a , объема, эффективного флюенса c_p

№ чешуйки	Глубина залегания в образце, мкм	Смещение брэгговского пика $\Delta q_B, \text{ \AA}^{-1}$	δ_c	δ_a	δ_V	c_p
2	3	0.0017	0.0009	-0.00061	-0.00018	0.0006
3	4.5	0.0022	0.0012	-0.00079	-0.00023	0.0008
4	6	0.0025	0.0013	-0.00089	-0.00026	0.0009
7	10.5	0.0094	0.0050	-0.00338	-0.00095	0.0036
8	12	0.0122	0.0065	-0.00441	-0.00121	0.0046
9	13.5	0.0136	0.0073	-0.00492	-0.00134	0.0051
10 (A)	15	0.0157	0.0084	-0.00569	-0.00153	0.0059
10 (B)	15	0.0259	0.0140	-0.0095	-0.00241	0.0098
12	18	0.0023	0.0012	-0.00082	-0.00024	0.0009

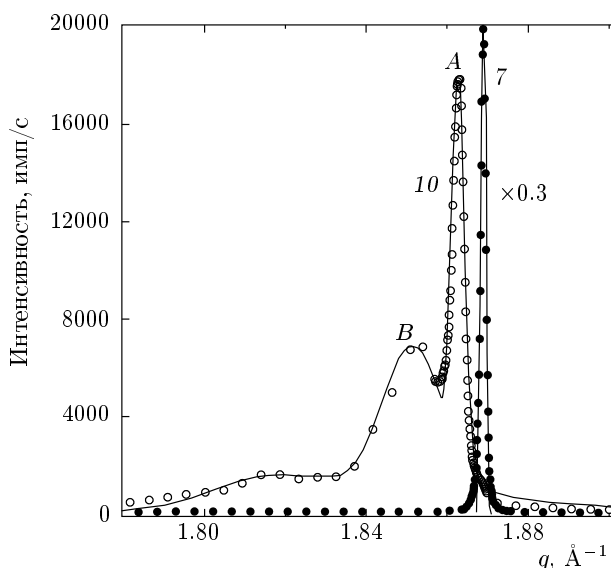


Рис. 7. Результаты теоретической подгонки (линии) экспериментальных зависимостей интенсивности рассеяния СИ (точки) в области (002)-отражения для графитовых чешуек 7 и 10 (см. текст)

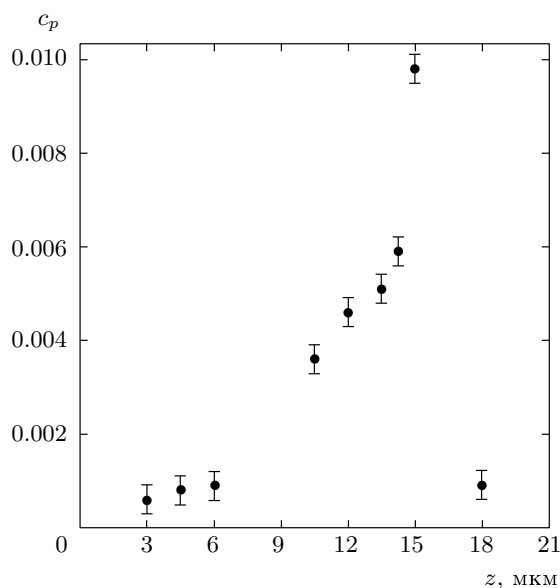


Рис. 8. Экспериментально полученное распределение эффективного флюенса c_p в зависимости от глубины в облученном образце

фите. Пик B соответствует области образца, в которой был достигнут максимальный эффективный флюенс $c_p = 0.0098$.

На рис. 8 представлено экспериментально полученное распределение эффективного флюенса c_p в

зависимости от глубины в облученном образце. Это распределение имеет максимум примерно на расчетной глубине торможения ионов углерода, но является существенно более широким по сравнению с профилем первичных радиационных точечных дефектов за счет его размытия, благодаря диффузии

междоузельных атомов при температуре облучения $T = 450\text{--}500^\circ\text{C}$ (ср. с рис. 1). Отношение эффективных флюенсов в зоне торможения и вблизи поверхности не превышает 20, в то время как расчетный профиль образования дефектов (см. рис. 1) для аналогичного отношения дает величину примерно 250. Это объясняется тем, что важную роль в формировании дефектной структуры облученного образца пирографита играют такие факторы, как формирование пространственно-неоднородного профиля распределения точечных радиационных дефектов в каскадах упругих столкновений атомов на баллистической стадии, размытие этого профиля за счет быстрой диффузии междоузельных атомов и рекомбинация междоузельных атомов на вакансиях, а также образование дислокационных петель за счет столкновений междоузельных атомов в процессе их диффузии.

Следует отметить, что существенное влияние на характер анизотропной деформации оказывает сама природа поля атомных смещений вблизи дислокационной петли (10), которое устроено так, что для атомов, расположенных при $z > \sqrt{x^2 + y^2}/2$, радиальное смещение $u_\rho > 0$, а для $z < \sqrt{x^2 + y^2}/2$ имеем $u_\rho < 0$. Это обстоятельство, связанное с видом полей упругих деформаций вблизи дислокационных петель, приводит одновременно к относительному увеличению периода решетки вдоль направления c и уменьшению периода решетки вдоль направления a . В результате получается слабо уплотненная структура в широком диапазоне величин $c_p < (c_p)_s \approx 0.1$, а радиационное распухание образца начинает проявляться только при больших величинах $c_p > (c_p)_s$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью синхротронного излучения проведены исследования образования кластеров радиационных дефектов в пирографите, облученном на циклотроне при температуре $T = 450\text{--}500^\circ\text{C}$ ионами углерода с энергией 20 МэВ.

В данной работе усовершенствована теоретическая модель, описывающая поля упругих смещений от дислокационных петель, образующихся при облучении графита. Эта модель учитывает взаимодействие полей упругих смещений за счет соседних дислокационных петель и дает возможность описывать атомные смещения в образцах при больших эффективных флюенсах, которые соответствуют переходу от слабоуплотненного состояния к распуханию облученного образца. В работе приведены оценки ве-

личины эффективного флюенса, соответствующего данному переходу. Модель позволяет также связать изменения межплоскостного расстояния в направлении оси c с изменением межатомного расстояния a внутри базисной плоскости.

Использование мощного источника СИ позволило провести диагностику структурных изменений в предельно тонких, порядка 1 мкм, слабо рассеивающих чешуйках, последовательно снятых с поверхности облученного графита, и реализовать тем самым послойный анализ радиационно-поврежденной области образца. Из экспериментальных величин смещений брэгговских пиков в соответствии с предложенной моделью определены профили изменения постоянных решетки в направлениях c и a , а также изменения объема облученного образца. Получено распределение эффективного флюенса (атомов углерода, находящихся в междоузельных дислокационных петлях) по глубине в облученном пирографите.

Анализ экспериментальных результатов позволил сделать оценки тех доз облучения ионами углерода, которые необходимы для достижения эффекта радиационного распухания графита. Показано, что при облучении ионами углерода с энергией 20 МэВ эффект распухания графита будет наблюдаться начиная с доз облучения $\Phi > \Phi_0 = 5 \cdot 10^{18}$ частиц/см², что более чем на три порядка ниже аналогичных величин при облучении графита нейтронами.

Разработанная методика исследования образования кластеров радиационных дефектов (дислокационных петель) в графите с помощью синхротронного излучения представляет существенный интерес для исследования физических механизмов образования радиационных повреждений в твердых телах при высоких дозах облучения по смещенным атомам, которые набираются в них за более короткие времена облучения в имитационных экспериментах на ускорителях заряженных частиц по сравнению с нейтронным облучением.

В заключение выражаем благодарность за подготовку графитовых образцов для исследований К. Е. Приходько и О. К. Чугунову.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ 31, 232 (1957).
2. Л. А. Максимов, А. И. Рязанов, В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ 110, 371 (1996).

3. Е. В. Метелкин, А. И. Рязанов, ЖЭТФ **117**, 420 (2000).
4. А. И. Рязанов, С. А. Павлов, Е. В. Метелкин, А. В. Жемерев, ЖЭТФ **128**, 139 (2005).
5. А. И. Рязанов, А. В. Клапцов, Письма в ЖЭТФ **81**, 474 (2005).
6. A. I. Ryazanov, A. V. Klaptsov, and A. Kohyama, J. Nucl. Mat. **329–333**, 486 (2004).
7. E. A. Smorgonskaya, R. N. Kyutt, A. M. Danishevskii et al., Carbon **42**, 405 (2004).
8. J. M. Callow and P. J. Hall, Carbon **42**, 1299 (2004).
9. A. Gibaut, J. S. Xue, and J. R. Dahn, Carbon **4**, 499 (1996).
10. A. I. Ryazanov, K. Yasuda, C. Kinoshita, and A. V. Klaptsov, J. Nucl. Mat. **323**, 372 (2003).
11. A. I. Ryazanov, A. V. Klaptsov, K. Yasuda, and C. Kinoshita, J. Nucl. Mat. **329–333**, 97 (2004).
12. T. Ungar, M. Victoria, P. Marmy et al., J. Nucl. Mater. **276**, 278 (2000).
13. Y. S. Kim, S. S. Kim, Y. M. Cheong et al., J. Nucl. Mater. **317**, 117 (2003).
14. J. Marian, B. D. Wirth, and J. M. Perlado, Phys. Rev. Lett. **88**, 354 (2002).
15. D. Tsoukalas, D. Skarlatos, and J. Stoemenos, Nucl. Instr. Meth. B **178**, 180 (2001).
16. E. Lampin and V. Senez, Nucl. Instr. Meth. B **147**, 13 (1999).
17. D. Shen, J. Chen, Q. Zhao et al., Appl. Surf. Sci. **148**, 79 (1999).
18. J. Huan and N. M. Ghoniem, Comput. Mater. Sci. **23**, 225 (2002).
19. H. Yuya, T. Matsui, H. Maeta et al., Nucl. Instr. Meth. B **148**, 891 (1999).
20. I. A. Ovid'ko and A. G. Sheinerman, Phil. Mag. **84**, 2103 (2004).
21. P. H. Dederichs, J. Phys. F **3**, 471 (1973).
22. J. E. Brocklehurst and B. T. Kelly, Carbon **31**, 155 (1993).
23. G. B. Neighbour, J. Phys. D **33**, 2966 (2000).
24. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York (1985).
25. <http://www.kcsr.kiae.ru/stations/k6.6.php>.
26. М. А. Кривоглаз, К. П. Рябошапка, ФММ **16**, 641 (1963).
27. Р. И. Барабаш, М. А. Кривоглаз, Металлофизика **4**, 3 (1982).
28. Л. Д. Пантелеев, В. Т. Дерипаско, ФММ **50**, 377 (1980).
29. L. D. Eshelby, Proc. Roy. Soc. (London) A **241**, 376 (1957).
30. F. Кroupa, Czech. J. Phys. B **10**, 284 (1960).
31. П. А. Платонов и др., Препринт ИАЭ-2266, Москва (1973).
32. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, Москва (1972), с. 40.
33. B. T. Kelly, *Physics of Graphite*, Applied Science Publishings (1981).
34. R. W. Henson and W. N. Reynolds, Carbon **3**, 277 (1966).
35. B. S. Gray, J. E. Brocklehurst, B. T. Kelly, H. Surensen, and O. W. Dietrich, Report IAEA-SM-120/h-7.
36. M. W. Thompson and S. B. Wright, J. Nucl. Mater. **16**, 146 (1965).