

Ж 53  
А99

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# Атомная Энергия

Ежемесячный журнал  
ГОД ИЗДАНИЯ ТРИНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Апрель ■ Вып. 4

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМИРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО

### СОДЕРЖАНИЕ

#### СТАТЬИ

- А. К. Красин, И. И. Саламатов, В. Б. Нестеренко, А. Н. Девойно. Развитие исследований в Институте ядерной энергетики АН БССР . . . . . 307
- С. Т. Конобецкий, Б. М. Левитский, Л. Д. Пантелеев. К вопросу о механизме радиационного роста урана при малых дозах облучения . . . . . 312
- В. И. Векслер, В. П. Саранцев, А. Г. Бонч-Осмоловский, Г. В. Долбильов, Г. А. Иванов, И. П. Иванов, М. Л. Иовнович, И. В. Кожухов, А. Б. Кузнецов, В. Г. Маханьков, Э. А. Перельштейн, В. П. Рашевский, К. А. Решетникова, Н. Б. Рубин, С. Б. Рубин, П. И. Рыльцев, О. И. Ярковой. Коллективное линейное ускорение ионов . . . . . 317
- В. П. Дзюбенко, В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолотчиков, В. В. Кольга. Кольцевой циклотрон с жесткой фокусировкой для многозарядных ионов . . . . . 323
- В. В. Арсенин, В. А. Чуянов. О возможности подавления дрейфовой неустойчивости неоднородной плазмы с помощью системы обратных связей . . . . . 327
- В. М. Вондаренко, Г. Г. Викторов, А. Г. Тархов. Об использовании космического излучения для оценки эффективности биологических защит . . . . . 330
- С. Н. Барков. Многогрупповой аналитический метод расчета гетерогенного ядерного реактора . . . . . 335
- П. Т. Потапенко. Предельная оценка качества внутриреакторного контроля нейтронного потока . . . . . 340
- Д. М. Каминер, К. А. Коноплев, Ю. П. Семенов, В. Д. Тренин. Поведение продуктов радиолиза при работе реактора ВВР-М без системы дегазации . . . . . 343
- В. А. Жарков, В. П. Терентьев, Г. М. Фрадкин. Получение топлива изотопных электрогенераторов методами нейтронного облучения . . . . . 348
- Ю. В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления для  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  в резонансной области энергий нейтронов . . . . . 351

- В. А. Афанасьев, Б. В. Кебадзе, Г. А. Санковский, В. И. Грицков, И. Н. Соколов, Л. А. Адамовский, С. А. Маркин. Экспериментальное исследование устойчивости корпусного кипящего реактора ВК-50 . . . . . 363

#### АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

- Д. П. Осанов, В. П. Панова, Г. Б. Радзиевский. Измерение дозовых факторов накопления для точечных изотропных источников  $\gamma$ -излучения низкой энергии в воде . . . . . 368
- В. А. Жарков, Т. П. Зорина, Г. М. Фрадкин. Самоэкранирование тепловых нейтронов в конечных цилиндрах и телах других геометрий . . . . . 369
- И. Н. Бриккер, В. П. Астафьев, А. Р. Мирзаин. Обращенное решение тепловых уравнений двухкомпонентного ядерного реактора . . . . . 370
- С. Ф. Дегтярев, А. П. Суворов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Пространственные, угловые и энергетические распределения быстрых нейтронов в гидриде лития, воде, вольфраме и карбиде бора . . . . . 370
- С. Ф. Дегтярев, В. Б. Староверов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Экспоненциальные угловые коэффициенты нейтронов для неводородосодержащих сред . . . . . 372
- В. К. Даруга, С. Ф. Дегтярев, В. И. Кухтевич, А. Н. Николаев, В. П. Поливанский, Б. И. Синицын, А. П. Суворов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Пространственно-энергетические и угловые распределения нейтронов в литии . . . . . 372
- С. М. Рубанов, В. И. Титов, Л. С. Шкорбатова. Расчет защиты контура с циркулирующим горючим . . . . . 373
- В. Д. Горяченко. Акустическая неустойчивость ядерного реактора . . . . . 374
- В. Д. Горяченко, Е. Ф. Сабаев. Акустические колебания в реакторе с циркулирующим газообразным горючим . . . . . 375
- В. Д. Горяченко, В. А. Денеев, Ю. Ф. Трунин. Влияние изменения плотности делящегося вещества на устойчивость реактора с циркулирующим веществом . . . . . 376
- В. С. Шуленни. Применение асимптотического  $P_N$ -приближения для расчета ячейки . . . . . 376

285607

225307/м



РГ

## К вопросу о механизме радиационного роста урана при малых дозах облучения

С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ, Б. М. ЛЕВИТСКИЙ, Л. Д. ПАНТЕЛЕЕВ

УДК 621.039.548.33:621.039.543.4

Вопрос о природе явления роста  $\alpha$ -урана под действием нейтронного облучения до настоящего времени окончательно не решен. Он неоднократно возникал в связи с появлением новых экспериментальных данных. Наблюдения, проведенные в последнее время, позволили установить весьма своеобразное поведение урана при низкотемпературном облучении. С одной стороны, рост поликристаллического текстурированного урана, как оказалось, значительно ускоряется при охлаждении до температур жидкого азота или водорода [1, 2], с другой стороны, такие же опыты, проведенные с монокристаллом, показали полное отсутствие роста, по крайней мере до выгорания порядка  $(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$  [3]. Имеются данные, указывающие на аналогичное поведение и образцов поликристаллического текстурированного урана, предварительно хорошо отожженных (рекристаллизованных). При этом отсутствие роста следует понимать не как потерю способности к росту, но как его временную задержку, которая устраняется при последующем нагреве образца или дальнейшем увеличении дозы облучения.

Все эти факты мало соответствуют теоретической схеме [4], созданной к настоящему времени для объяснения радиационного роста, и требуют нового рассмотрения. В данной работе приведен лишь общий набросок теории, которая, как кажется авторам, поможет лучше понять новые явления. Более полное описание экспериментальных фактов, положенных в основу теории, и более подробное изложение самой теории будет дано позже.

В дальнейшем принимается, что первая стадия роста  $\alpha$ -урана связана с накоплением в его решетке одиночных дефектов-вакансий и промежуточных атомов. Предполагается, что дефекты эти возникают во всем объеме металла, а не сосредоточены внутри или вблизи [5] локальных областей — пиков смещения.

Одиночные вакансии занимают места атомов. Поскольку последние в решетке  $\alpha$ -урана располагаются в зигзагообразных слоях, перпендикулярных направлению [010], можно считать, что вакансии представляют отдельные пропуски в почти квадратных (2,852 и 2,785 Å) сетках, образующих эти слои.

Что касается промежуточных атомов, то они должны заполнять позиции с наибольшим координационным числом [6]. Такими позициями в решетке  $\alpha$ -урана являются: 1) центр почти правильной четырехгранной пирамиды, образованной четырьмя атомами квадратной сетки, с вершиной на одном из узлов соседней сетки — координация 5 (рис. 1) или 2) центр петли квадратной сетки — координация 4. В последнее

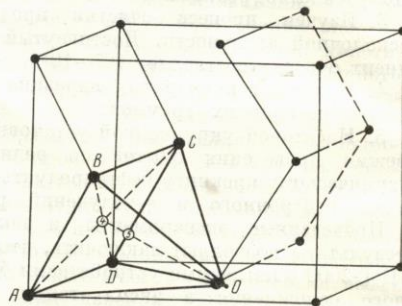


Рис. 1. Ячейка решетки  $\alpha$ -урана и возможное положение атома внедрения:  
5 — позиция с координационным числом 5;  
4 — позиция с координационным числом 4.

время предложены также другие схемы размещения промежуточного атома [7, 8]. Однако нам они кажутся недостаточно аргументированными. Если несколько деформировать решетку  $\alpha$ -урана\* с тем, чтобы указанные на рис. 1 точки ABCDO образовали правильную четырехгранную пирамиду с квадратным основанием, то обе возможные позиции промежуточных атомов будут находиться на осях восьми пирамид с координатами, указанными в таблице.

Помещение избыточного атома в центр пирамиды на одинаковом расстоянии от пяти атомов, находящихся в узлах, вызывает силы отталкивания, стремящиеся увеличить размеры пирамиды при сохранении ее формы. Однако растяжение пирамиды не может быть изотроп-

\* Принятые координаты (в ангстремах):  $a = 2,836$ ,  $b = 5,865$ ,  $c = 4,973$ ,  $\beta = 0,23$  вместо  $a_0 = 2,852$ ,  $b_0 = 5,865$ ,  $c_0 = 4,945$ ,  $\beta_0 = 0,215$ , указанных в работе [9];  $abc = a_0b_0c_0 = 82,7 \text{ \AA}^3$ .

Координаты позиций на осях пирамид

X	Y	Z
a/2	$\beta b/2 + h \cos \varphi$	$c/4 - h \sin \varphi$
a/2	$\beta b/2 + h \cos \varphi$	$-c/4 + h \sin \varphi$
a/2	$\beta b/2 - h \cos \varphi$	$c/4 + h \sin \varphi$
a/2	$\beta b/2 - h \cos \varphi$	$-c/4 - h \sin \varphi$

Остальные четыре позиции получают путем переноса: a/2, b/2, O.

Примечание. h — высота точки над центром основания пирамиды (h принимает значение 0 — для координаты 4 и  $h = \frac{1}{\cos \varphi} \left( \frac{b^2 - a^2}{4b} - \frac{\beta b}{2} \right)$  — для координаты 5);  $\varphi$  — угол, образуемый плоскостью основания пирамиды с осью C (см. рис. 1);  $\beta$  — внутренний параметр структуры, равный в данном расчете 0,23 (0,115×2).

ным, так как силы связи, действующие между атомами квадратного основания, во много раз (по оценке Паулинга [9], почти в 6 раз) превышают силы связи, действующие между атомами соседних рядов (сеток). Поэтому форма пирамиды должна измениться в направлении удлинения высоты или соответственно уменьшения угла  $\alpha$  (рис. 2). Работа сил связи ближайших к дефекту атомов будет иметь выражение

$$dW = -5 \frac{\partial V}{\partial r} dr + 4 \frac{\partial \varphi}{\partial R} dR + 4 \frac{\partial w}{\partial a} da, \quad (1)$$

где V(r),  $\varphi(R)$  и w(a) — потенциалы сил притяжения (соответственно отталкивания) между: 1) внедренным атомом и пятью его соседями (V); 2) между каждым из четырех атомов основания пирамиды и атомом в вершине ( $\varphi$ ); 3) атомов основания пирамиды между собой (w). Принимая во внимание геометрические соотношения (см. рис. 2)

$$R = 2r \cos \alpha$$

$$\text{и } a = r \sqrt{2} \sin 2\alpha,$$

формулу (1) легко преобразовать к виду

$$dW = -5 \left( \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{8}{5} \cos \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial R} - \frac{4}{5} \sqrt{2} \sin 2\alpha \frac{\partial w}{\partial a} \right) dr + 8r \left( \sqrt{2} \cos 2\alpha \frac{\partial w}{\partial a} - \sin \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) d\alpha, \quad (2)$$

что выражает работу сил связи при независимом изменении межатомного расстояния r и угла  $\alpha$ .

Очевидно, что при начальных значениях R и a, когда  $\partial \varphi / \partial R$  и  $\partial w / \partial a$  близки к нулю, деформация сводится лишь к общему расширению [второй член выражения (2) равен 0]. По мере

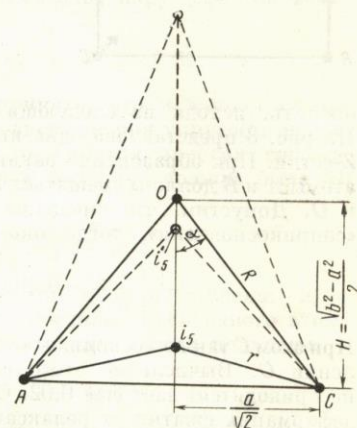


Рис. 2. Разрез одной из пирамид, на которые можно подразделить ячейку решетки  $\alpha$ -урана (пунктиром показано изменение ячейки при внедрении атома внутрь пирамиды):

$$R_0 = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{2}; \quad r_0 = \frac{R_0}{2 \cos \alpha};$$

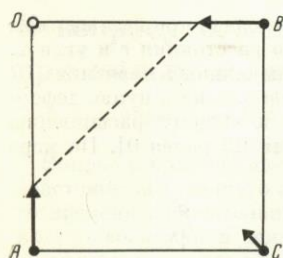
$$\sin \alpha_0 = \sin \varphi \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}.$$

же увеличения r и соответственно R и a увеличивается значение второго члена, имеющего отрицательный знак при уменьшении  $\alpha$ . Иначе говоря, пирамида будет растягиваться вдоль продольной оси, а высота ее (H) увеличиваться. Ввиду сильных связей между атомами квадратной сетки это растяжение происходит при относительно малом изменении размеров квадратного основания пирамиды.

Как видно из таблицы, такое изменение формы для любой из восьми пирамид одинаково и вызывает (на один внедренный атом) одну и ту же деформацию по оси b:

$$\varepsilon_y = \frac{\Delta H}{H} \cos^2 \varphi.$$

Для оценки возможной величины деформации кристаллов  $\alpha$ -урана при накоплении дефектов предположим, что внутри квадратной сетки имеется только сжатие, связанное с накоплением вакансий. Величину этого сжатия можно



Р и с. 3. Смещения вблизи вакансии.

оценить, исходя из следующих соображений. На рис. 3 представлена одна квадратная петля Z-сетки. При образовании вакансии в пункте *O* атомы *A* и *B* должны сместиться по направлению к *O*. Допустим, что смещение происходит до «соприкосновения», тогда оно будет равно

$$\frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}} = 0,292.$$

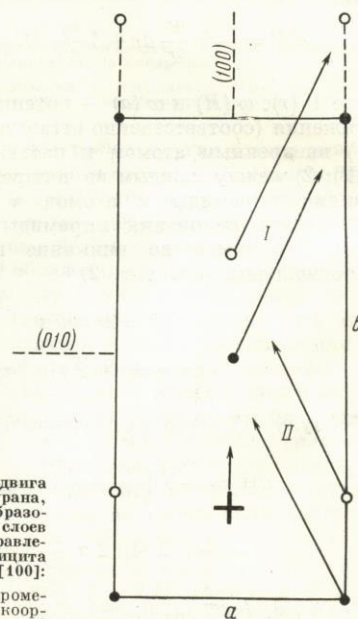
При этом *C* также несколько сместится в направлении *O*. Вычисление этого смещения (здесь не приводится) дает еще 0,02. Общая линейная деформация сжатия от релаксации ближайших к вакансии соседей окажется, таким образом, на одну вакансию равной приблизительно  $\epsilon_a = -0,31$ .

Как отмечалось выше, промежуточные атомы располагаются в центрах пирамид при условии *a* равно *a*-начальному. При этом межатомное расстояние следует принять равным сумме радиусов  $\frac{a+a_m}{2}$ , где *a* — диаметр нормального атома решетки, а *a<sub>m</sub>* — диаметр среднего по решетке, или «металлического» (согласно работе [10]), атома урана, равный 3,08 Å. В этом случае легко рассчитать, что общая деформация на одну пару дефектов Френкеля должна быть  $\epsilon_a = -0,31$ ;  $\epsilon_H = 1,01$ ;  $\epsilon_x = -0,31$ ;  $\epsilon_y = 0,71$ ;  $\epsilon_z = -0,01$ , где  $\epsilon_a$  и  $\epsilon_H$  — деформации основания и высоты пирамиды;  $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_y$ ,  $\epsilon_z$  — компоненты деформации по кристаллографическим осям. Если, согласно работе [11], принять, что на одно деление образуется 54 000 пар дефектов, то осевые коэффициенты роста при полном сохранении дефектов должны быть равны приблизительно:  $G_x = -16 700$ ;  $G_y = 38 300$ ;  $G_z = -540$ . Эти изменения по общему характеру и порядку величины соответствуют деформациям радиационного роста при низких температурах облучения.

В предыдущих рассуждениях во внимание принимались только связи между ближайшими атомами. Разумеется, в общий баланс сил

должны быть включены также и все окружающие атомы. Можно ли учесть эти взаимодействия через упругое поле, окружающее область внедрения, или они потребуют более детального рассмотрения — пока сказать трудно. Ввиду ориентировочного характера расчета полученным числовым результатам нельзя придавать большого значения. Однако существенно то, что анизотропный рост кристалла может иметь основанием анизотропный характер образующегося в решетке α-урана дефекта и не требует привлечения влияния внешних факторов на формирование и ориентировку комплексов, создающих рост урана.

Если температура облучения превышает температуру начала миграции промежуточных атомов (для чистого металла она, по-видимому, находится вблизи 100° К), то часть дефектов должна отжигаться путем рекомбинации с вакансиями. Наличие же в металле достаточно большого числа мест адсорбции для промежуточных атомов должно способствовать сохранению дефектов. Именно этим следует объяснить большую зависимость скорости роста от наличия дефектов и дислокаций, создаваемых в металле в результате предварительной пластической деформации.



Р и с. 4. Схема сдвига в решетке α-урана, приводящего к образованию добавочных слоев кристалла по направлению [010] и дефицита плоскостей по оси [100]: + — положение промежуточного атома с координатным числом 5 в проекции на *a* — *b*.

Процесс создания зародышей роста в виде промежуточных атомов и вакансий, имеющих соответствующую форму и симметрию, представляет первую переходную стадию роста. Рост, связанный с этой переходной стадией, должен иметь тенденцию к относительно быстрому затуханию и характеризоваться нелинейным ходом кривой роста. Вторая стадия, наступающая вслед за первой при достаточно большой концентрации дефектов и их локальных скоплениях, осуществляется путем призматического сдвига атомных слоев (010) по направлению [110] с вектором смещения, равным  $1/2$  [110]. Как видно из рис. 4, такой сдвиг освобождает двойной (зигзагообразный) слой, в котором размещаются накопленные (+) атомы. В результате должна образоваться кольцевая дислокация, окружающая дополнительный участок парных плоскостей (010), включенный в решетку  $\alpha$ -урана без ошибки чередования.

Электронно-микроскопические исследования Хадсона [12] дают опытное подтверждение такой структуре элементарных участков роста. Можно предположить также, что и смыкание вакансий, накопившихся в решетке, в плоские слои происходит аналогично предыдущему, т. е. путем сдвига с использованием того же вектора Бюргера:

$$\frac{1}{2} [1\bar{1}0] + \frac{1}{2} [\bar{1}10] = [0\bar{1}0].$$

Наиболее труднообъяснимым экспериментальным фактом является отсутствие роста монокристаллов урана при малых дозах облучения. Объяснить такой эффект отсутствием радиационных дефектов нельзя, во-первых, потому, что рост электросопротивления в этой стадии облучения свидетельствует о накоплении дефектов; во-вторых, при отсутствии накопленных дефектов нельзя было бы понять факт роста (удлинения) образцов урана после прекращения облучения и легкого нагрева или спонтанный переход к линейному росту при увеличении дозы облучения. Поэтому приходится считать, что в решетке  $\alpha$ -урана возможно существование и таких дефектов внедрения, которые не вызывают или вызывают очень малую деформацию кристалла (по крайней мере, в направлении оси  $b$ ).

Можно предположить, что в этом случае промежуточный атом занимает в решетке  $\alpha$ -урана позицию с координационным числом, равным 4.

Образование промежуточного атома в позиции с координационным числом 5, т. е. внутри вытянутой пирамиды, связано с большой упругой энергией в области решетки, окружающей место внедрения. Оценить эту работу можно было бы следующим образом. Известно, что пирамидальный дефект внедрения создает объемную деформацию на одну пару дефектов Френкеля, равную

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z = 0,39.$$

Если условно принять, что в данном случае может быть применена теория упругости непрерывной среды, то упругая энергия сжатия, связанная с парой дефектов, должна была бы быть равной

$$U = \frac{\varepsilon^2 E_{об} v_a}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}},$$

где  $E_{об}$  — объемный модуль  $\alpha$ -урана;  $v_a = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$  — средний объем одного атома урана. В результате вычисления получаем

$$U \simeq 1 \text{ эв.}$$

Если принять, что приблизительно такой же по величине является энергия, связанная с изменением формы ячейки, то объемная упругая энергия окажется равной около 1–2 эв. Эта работа, изменяя химический потенциал атома, может способствовать переходу его в другое валентное состояние, при котором упругая энергия снижается. Если предположить, что атом из четырехвалентного состояния перейдет в шестивалентное, то эффективный радиус атома при этом может уменьшиться.

Принимая, что ионные радиусы [9] шестивалентного и четырехвалентного состояния относятся как  $\frac{1,54}{1,74}$ , можно ожидать для ближайшего атомного расстояния в этом случае величины 2,52 Å, которая незначительно отличается от высоты ( $h$ ) «пирамиды» 2,57 Å. Поэтому если бы промежуточный атом был расположен внутри квадратной сетки ( $h = 0$ ), то деформация, создаваемая им по оси  $H$ , была бы незначительной и скорее отрицательной. Вместе с тем деформация растяжения внутри сетки также была бы относительно невелика ( $\sim 0,25$ ) и в среднем компенсировалась бы за счет сжатия сетки от присутствия в ней вакансий.

Таким образом, как осевая, так и объемная деформация оказывались бы значительно меньшими, чем при положении промежуточного атома в позиции с координационным числом 5.

В этом случае все шесть атомов (четыре в плоскости основания и два в вершинах бипирамиды) находились бы на почти равном расстоянии от атома внедрения, который размещался как бы в центре октаэдрической поры. Основой размещения промежуточного атома, при котором он не создает заметной деформации, может являться переход этого атома в шестивалентное состояние с занятием одной из октаэдрических пор  $\alpha$ -решетки урана.

Такому состоянию дефекта должно способствовать отсутствие механизмов релаксации уругих напряжений, которые, в свою очередь, облегчают образование дефектов первого рода (с координацией 5). Именно этим можно объяснить явление задержанного роста в монокристаллах, т. е. в кристаллической среде с минимальным количеством атомарных дефектов.

Октаэдрическое положение дефекта соответствует условному минимуму энергии, поэтому при нагреве холодно облученного образца или при общем увеличении концентрации дефектов оно может переходить в пирамидальное путем перемещения вдоль оси  $H$ . Наконец и эта стадия сменяется стадией окончательно устойчивой конфигурации в виде плоского комплекса, возникающего при посредстве призматического сдвига, как описано выше.

Из изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Рост  $\alpha$ -урана под облучением принят как двухстадийный процесс, начинающийся с накопления одиночных дефектов-вакансий и промежуточных атомов внутри кристаллической решетки  $\alpha$ -урана. Образование таких дефектов происходит во всем объеме металла и носит скорее гомогенный характер.

2. Возможны две формы существования промежуточных атомов: пирамидальные и октаэдрические дефекты. Возможно, что в последнем случае происходит временный переход промежуточных атомов из четырехвалентного состояния в шестивалентное.

3. Пирамидальные дефекты создают деформации по оси  $b$  и, по-видимому, вызывают общую объемную деформацию. Октаэдрические дефекты, образующиеся с минимальным расширением решетки, имеют составляющую деформации по

оси  $b$ , близкую к нулю. Образованию пирамидальных дефектов должно способствовать наличие механизмов релаксации в окружающей среде. В бездефектном (в начале облучения) кристалле радиационные дефекты в первую очередь размещаются в октаэдрических порах.

4. При значительном накоплении атомов, внедренных в пирамидальные поры, происходит локальный сдвиг атомов в слоях, перпендикулярных оси  $b$ , в направлении трансляционного вектора (вектора Бюргерса)  $1/2 [110]$  с формированием дополнительного слоя атомов за счет пирамидальных дефектов. Переход внедренных атомов из октаэдрических в пирамидальные поры с последующим сдвигом и образованием новых атомных слоев требует энергии активации или может происходить спонтанно при увеличении общей концентрации дефектов.

5. Находясь в первой стадии роста, одиночные дефекты частично аннигилируют, чем можно объяснить экспериментально наблюдаемое влияние состояния металла на скорость линейного роста. Атомы, адсорбированные дефектами решетки, не мигрируют и избегают рекомбинации с вакансиями, что и обуславливает наибольший рост холодно деформированного  $\alpha$ -урана.

Поступила в Редакцию 14/XII 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Quere, J. Doulat. Compt. rend., 252, 1305 (1962); C. Weinberg, Y. Quere. Colloq. Metall. CEN Saclay, 1962, p. 35.
2. S. Buckley. Properties of Reactor Materials and the Effects of Radiation Damage. Butterworths, London, No. 39, 413 (1962).
3. B. Loomis et al. Appl. Phys. Lett., 5, 135 (1964).
4. С. Т. Конобеевский. Действие облучения на материалы. М., Атомиздат, 1967, стр. 246.
5. S. Buckley. Irr. Growth in Uranium, AERE-R5262, Harwell, 1966.
6. A. Opinsky. J. Metals, 6, No. 8, 913 (1954).
7. O. Jonsson. Acta metallurgica, 14, No. 2, 193 (1966).
8. V. Raetsky. J. Nucl. Mat., 21, 109 (1967).
9. F. Rough, A. Baucy. Rep. No. BMI-1300, 10 (1958).
10. В. Захариазен. В кн. «Актиниды». Под ред. Г. Сиборга и Дж. Каца. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1955, стр. 623.
11. J. Brinkman. Nucl. Metallurgy, 6, 1 (1959).
12. B. Hudson. Philos. Mag., 10, 949 (1964).