

УДК 621.039.51

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ВНУТРИ ЗЕРЕН ДИОКСИДУРАНОВОГО ТОПЛИВА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ОБОДКОВОГО СЛОЯ

Лиханский В.В., Сорокин А.А., Хоружий О.В. (ГНЦ РФ — ТРИНИТИ)

Обоснование использования топлива легководных энергетических реакторов при повышенном выгорании является важной задачей, позволяющей уменьшить стоимость полного топливного цикла. С этой целью во многих ядерных центрах мира проводятся экспериментальные и теоретические исследования, включающие заданные внутриреакторные режимы облучения и детальный послереакторный анализ микроструктуры топлива [1—4].

В твэлах легководных реакторов при среднем выгорании более 40 МВт·сут/кг на периферии топливной таблетки происходят значительные структурные изменения, сопровождающиеся ростом пористости и разбиением первоначальных зерен на мелкие субзерна. Образующаяся структура получила название ободкового слоя, или рим-слоя. Считается, что локализация микроструктурных изменений связана с высокой концентрацией продуктов деления и относительно невысокой температурой в этой области, что приводит к большой концентрации радиационных дефектов. Результаты многочисленных послереакторных исследований [1—16] показали, что реструктуризация диоксида урана топлива, облучаемого при штатных условиях эксплуатации, происходит путем ряда последовательных процессов.

По мере увеличения выгорания наблюдается рост параметра кристаллической решетки в диоксиде урана. Его изменение связывают с накоплением точечных дефектов [2, 14, 15, 17, 18]. При локальном выгорании ~70 МВт·сут/кг относительное увеличение параметра решетки достигает максимального значения $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ [2, 15]. Когда локальное выгорание превышает 70 МВт·сут/кг, уменьшается параметр кристаллической решетки и происходит обеднение матрицы ксеноном [4—8]. Одновременно растет пористость [8, 14]. Если до реструктуризации наиболее крупные пузыри располагались в основном на границах и стыках исходных зерен, то укрупненные пузырьки в ободковом слое наблюдаются также и внутри зерен. Из анализа микроструктуры топлива следует, что имеет место небольшое запаздывание в развитии пористости по сравнению с этапом обеднения матрицы ксеноном [13, 14]. После начала реструктуризации параметр решетки быстро уменьшается до некоторого установившегося значения [2, 15]. На следующем этапе внутри исходных зерен образуется большое количество мелких зерен субмикронного размера (диаметром 0,1—0,4 мкм) с взаимной разориентацией кристаллографических плоскостей на небольшой угол ~ 2 — 7° [9, 10, 16]. Как правило, субзерна формируются вблизи границ исходных зерен и на поверхности уже сформированных крупных пузырьков микронного размера. На последней стадии после накопления достаточной доли областей с мелкими зернами границы исходных зерен пропадают и формируется структура ободкового слоя. С увеличением выгорания эта картина в такой же последовательности распространяется внутрь таблетки.

Несмотря на детальные исследования и хорошо проработанную феноменологию процессов в ободковом слое, неясными остаются вопросы, связанные с физи-

ческим моделированием микроструктурных изменений топлива при невысокой температуре. Так, известные модели не объясняют многие экспериментальные факты. Во-первых, существующие модели, которые базируются на концепции порогового выгорания, описывают экспериментальные данные о росте ободкового слоя с большим разбросом. Во-вторых, модели не объясняют задержку между процессом «очистки» кристаллической матрицы от газообразных продуктов деления и ростом пористости. В-третьих, нет объяснения существенного влияния размера зерен на выход ксенона из кристаллической матрицы и начало образования мелкозеренной структуры. В-четвертых, отсутствует модель, адекватно описывающая рост межзеренной пористости в области ободкового слоя и выход газовых продуктов деления из этой области под оболочку твэла.

Во всех процессах в ободковом слое важную роль играет кинетика радиационных дефектов кристаллической структуры. Обусловлено это тем, что в низкотемпературной области изменяется характер процессов переноса продуктов деления и точечных дефектов внутри кристаллической структуры топлива. Концентрация дефектов и их распределение зависят от температуры, скорости деления, размера зерен и концентрации протяженных дефектов. В свою очередь параметры протяженных дефектов (пузырьков и дислокаций) зависят от концентрации и скорости переноса газообразных продуктов деления и точечных дефектов.

Целью настоящей работы является анализ эволюции распределения концентрации точечных дефектов в кристаллической структуре топлива из диоксида урана с ростом выгорания при низкотемпературных внутриреакторных условиях, соответствующих формированию ободкового слоя.

Распределение точечных дефектов в зерне. Основной источник точечных дефектов в ядерном топливе обусловлен смещениями атомов кристаллической решетки в результате взаимодействия с осколками делений. Считается [19], что средняя длина пробега осколка в диоксиде урана при делении ядра урана составляет ~8 мкм и один осколок производит примерно $5 \cdot 10^4$ вакансий и межузельных атомов урана. Рост концентрации точечных дефектов ограничивается их аннигиляцией, уходом на протяженные дефекты в топливе (дислокации и пузырьки) и границы зерен. Для анализа кинетики изменения концентрации вакансий C_v и межузельных атомов C_i внутри зерна используется система динамических уравнений [20, 21]

$$\frac{\partial C_{i,v}}{\partial t} = D_{i,v}^{\text{эф}} \Delta C_{i,v} + Q_{i,v} - \beta C_v C_i - \sum Z_{i,v}, \quad (1)$$

учитывающая диффузионный перенос дефектов, их рождение, взаимную аннигиляцию и гибель на внутризеренных стоках (дислокациях, пузырьках). Здесь и далее концентрация точечных дефектов нормирована на объем элементарной ячейки диоксида урана. Введены следующие обозначения: $D_{i,v}^{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент диффузии вакансий и межузельных атомов урана с учетом радиационно-индуцированного переноса; $Q_{i,v}$ — источники точечных дефектов. Третий член в системе уравнений (1) описывает взаимную аннигиляцию вакансий и межузельных атомов, $\beta \approx KD/\Omega^{2/3}$, $\Omega = 4,1 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$ — объем элементарной ячейки, коэффициент $K = 500$ [21]. Обычно при моделировании радиационных повреждений, вызванных нейтронами или γ -излучением, важную роль играют стоки точечных дефектов —

дислокации, пузырьки и границы зерен. В ядерном топливе уменьшение концентрации вакансий внутри зерна также связано с наработкой продуктов деления. Существуют два механизма аннигиляции вакансий на продуктах деления. Первый связан с уходом вакансий на газовые пузырьки, и этот процесс зависит от концентрации газовых продуктов деления. Второй обусловлен уходом вакансий на атомы продуктов деления, включая твердые продукты деления. Этот процесс приводит к твердотельному набуханию топлива ~1% на выгорание 10 МВт·сут/кг [2]. В уравнениях (1) наряду со стоком на пузырьки и дислокации учитывается сток вакансий на атомы продуктов деления в кристаллической матрице топлива. Скорость ухода вакансий на атомы продуктов деления пропорциональна скорости делений.

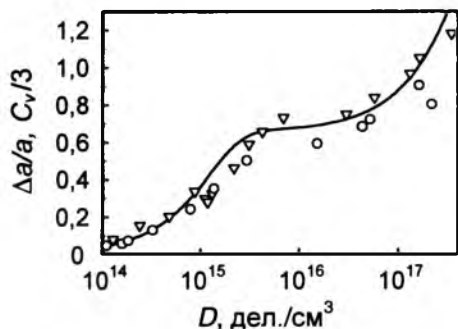
Обычно стационарные профили концентрации точечных дефектов вблизи протяженных стоков подобны. Если пренебречь объемными стоками и положить, что источники вакансий и межузельных атомов равны, а граница зерен является идеальным стоком, то между средней концентрацией установится соотношение, обратно пропорциональное коэффициентам диффузии: $(C_i/C_v)_b = D_v^{3\phi}/D_i^{3\phi}$.

При повышенной температуре, когда эффекты радиационно-индуцированного переноса не играют существенной роли, диффузия межузельных атомов и вакансий является термически активированным процессом. В этом случае мощность объемных стоков пропорциональна коэффициенту диффузии для соответствующих точечных дефектов и система нелинейных уравнений (1) допускает стационарное решение с подобными профилями пространственного распределения для межузельных атомов и вакансий. Коэффициент подобия также равен обратному отношению коэффициентов диффузии $(C_i/C_v) = D_i/D_v$.

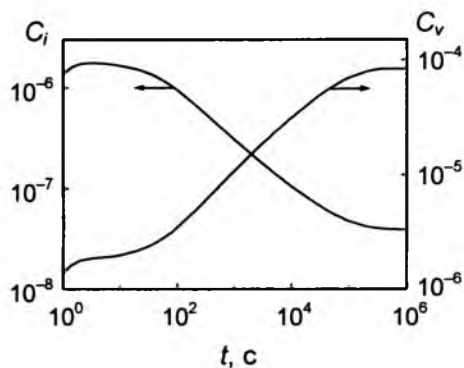
Термическая составляющая коэффициентов диффузии вакансий и межузельных атомов урана в диоксиде урана оценивается соотношениями $D_v \approx 10^{-3} \exp(-27\,800/T) \text{ см}^2/\text{с}$, $D_i \approx 7 \cdot 10^3 \cdot \exp(-22\,000/T) \text{ см}^2/\text{с}$ [22]. Радиационно-индуцированная составляющая коэффициента диффузии атомов урана пропорциональна частоте делений в единице объема топлива $D_v^{\text{рад}} = A\dot{F}$, где $A \sim 1,2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^5$ [19]. Этот коэффициент диффузии включает смещение атомов урана при взаимодействии с продуктами деления, его диффузию в виде межузельного атома до аннигиляции с вакансией, а также перемешивание внутри трека. Радиационное перемешивание вещества внутри трека приводит к диффузии вакансий. Радиационная составляющая коэффициента диффузии вакансий $D_v^{\text{рад}} \sim 2\pi \dot{F} r_{\text{тр}}^4 l_{\text{тр}}$, где $r_{\text{тр}}$, $l_{\text{тр}}$ — радиус и длина трека.

При температуре в диапазоне 300—700 °С, соответствующей условиям формирования ободкового слоя, термическая составляющая коэффициента диффузии межузельных атомов значительно превосходит радиационную — $D_i \gg D_i^{\text{рад}}$, вакансий — наоборот $D_v^{\text{рад}} \gg D_v$. В этих условиях мощность стоков дефектов на границы зерен, дислокации и пузырьки перестает одинаковым образом зависеть от коэффициентов диффузии. Это различие связано с тем, что длина перескока атома при термически активированной диффузии равна межатомному расстоянию в кристаллической решетке, перенос атомов при пролете осколка деления — примерно радиусу трека и в несколько раз превышает период решетки.

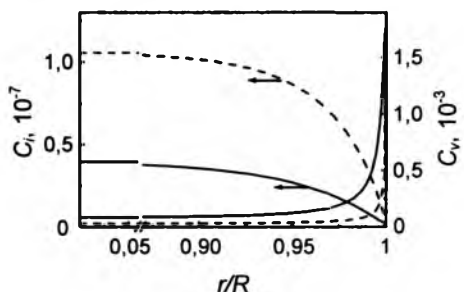
Неодинаковые зависимости скорости стока вакансий и межузельных атомов на границы зерен, дислокации и пузырьки могут приводить к существенным различиям между пространственным распределением концентрации точечных дефектов. Для анализа влияния разных факторов облучения и параметров топлива, включая температуру, выгорание, размер зерна, скорость деления, на распределение точечных дефектов в зерне была создана расчетная программа, учитывающая все перечисленные процессы. Отметим, что в дальнейших расчетах аннигиляция вакансий



Р и с. 1. Зависимость расчетной (—) и экспериментальной динамики концентрации вакансий (O, ∇) от дозы облучения



Р и с. 2. Зависимость концентрации вакансий и межузельных атомов в центре зерна от времени при плотности дислокаций 10^{13} м^{-2}



Р и с. 3. Распределение концентрации вакансий и межузельных атомов по радиусу зерна при плотности дислокаций 10^{13} м^{-2} и времени облучения 10^4 (---) и 10^7 с (—)

на внутризеренных пузырьках и захват вакансий атомами продуктов деления считаются пропорциональными выгоранию.

Для проверки адекватного выбора параметров модели сравнили расчеты с экспериментальными данными [17, 18] при $T = 150^\circ\text{C}$, малой дозе облучения, когда основными процессами являются наработка и взаимная аннигиляция точечных дефектов (рис. 1). В работах [17, 18] измеряли изменение параметра кристаллической решетки с дозой облучения диоксида уранового топлива. Считалось [18], что рост параметра решетки связан с накоплением вакансий и приводит к увеличению удельного объема $3\Delta a/a \approx \Delta V/V \approx C_v$.

Распределение точечных дефектов в зерне диоксида урана рассчитывали для разной температуры и скорости делений в предположении о неизменности условий и постоянстве мощности внутризеренных стоков. Учитывали стоки точечных дефектов на дислокации и нарабатываемые продукты деления.

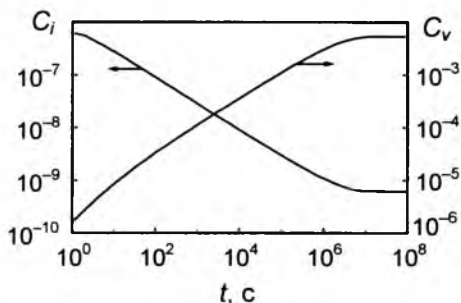
Расчеты показали, что при заданной мощности объемных стоков концентрация вакансий и межузельных атомов в центральной области зерна на начальной стадии облучения возрастает до концентрации, при которой важную роль начинает играть аннигиляция точечных дефектов (рис. 2). При увеличении дозы облучения концентрация вакансий возрастает, межузельных атомов убывает до некоторых установившихся значений. Распределение концентрации вакансий по радиусу зерна имеет максимум возле границы (рис. 3). Максимум концентрации вакансий обусловлен тем, что вблизи границы зерна концентрация межузельных атомов

уменьшается вследствие диффузионного стока, также снижается скорость аннигиляции вакансий в этой области при почти той же скорости наработки дефектов. Поскольку коэффициент диффузии межузельных атомов намного больше эффективного коэффициента диффузии вакансий, межузельные атомы относительно быстро уходят на границы зерна. Поэтому с ростом выгорания концентрация вакансий увеличивается и достигает установившегося значения. Концентрация межузельных атомов уменьшается со временем. При $t > 10^6$ с устанавливаются квазистационарные профили концентрации. Расчеты проводили при частоте делений $10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и температуре топлива 350°C .

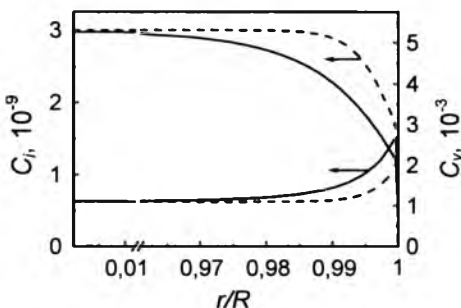
С ростом плотности дислокаций в объеме зерна на большом времени вместо максимума концентрации вакансий вблизи границы зерна появляется пик в распределении межузельных атомов. Меняются также и абсолютные значения концентрации (рис. 4, 5, $N_d = 10^{15} \text{ м}^{-2}$).

Интересно отметить, что при малом времени ($t < 10^6$ с) распределение вакансий имело максимум вблизи границы зерна, максимальная концентрация межузельных атомов достигалась в центре зерна. С увеличением выгорания ($t > 10^6$ с) существенно деформируются профили: вблизи границы зерна реализуется максимум концентрации межузельных атомов, максимальная концентрация вакансий достигается в центре зерна (см. рис. 5).

Различия в пространственном распределении вакансий и межузельных атомов внутри зерна диоксида уранового топлива обусловлены тем, что мощности стоков на границы и в объеме зерна не являются пропорциональными и важную роль играет взаимная аннигиляция точечных дефектов. В начальный период облучения межузельные атомы вследствие высокой подвижности быстро уходят на границу зерна. Вблизи межзеренной границы уменьшается скорость аннигиляции вакансий на межузельных атомах. Поэтому концентрация вакансий в этой области возрастает быстрее, чем вдали от границы, и формируется пик концентрации вакансий на расстоянии $L_m \sim [D_i^{\text{эф}} D_v^{\text{эф}} / (\beta Q)]^{1/4}$. Вследствие того, что соотношения мощностей стоков вакансий и межузельных атомов различны для границ зерен и в объеме зерна, то при большом времени вблизи границы устанавливается максимум концентрации вакансий, если $Z_v / (2\pi N_d D_i^{\text{эф}}) > \sqrt{Q D_v^{\text{эф}} / \beta D_i^{\text{эф}}}$ (см. рис. 3). При выполнении обратного неравенства вблизи межзеренной границы устанавливается пик концентрации межузельных атомов (см. рис. 5). Здесь Z_v — скорость объемных стоков вакансий (на пузырьки и продукты деления), межузельные атомы в объеме зерна аннигилируют на дислокациях.



Р и с. 4. То же, что на рис. 2, при плотности дислокаций 10^{15} м^{-2}



Р и с. 5. То же, что на рис. 3, при плотности дислокаций 10^{15} м^{-2} и времени облучения 10^5 (---) и 10^7 с (—)

Различия в распределении концентрации точечных дефектов, показанные на рис. 3, 5 при разной плотности дислокаций, могли бы послужить одним из объяснений влияния размера зерна на формирование мелкозеренной структуры.

Распределение точечных дефектов вблизи ядра краевой дислокации. Для нахождения пространственного распределения точечных дефектов вблизи ядра краевой дислокации учтем дрейф межузельных атомов в неоднородном поле механических напряжений и возможное движение дислокационной линии при дисбалансе потоков межузельных атомов урана и вакансий.

Поток межузельных атомов на дислокацию, определяемый дрейфом в градиенте напряжений, равен $D_i \nabla C_i \nabla (E_i/kT)$. Здесь E_i — энергия межузельного атома в поле механических напряжений, создаваемых дислокацией; T — температура. По порядку величины для линейной дислокации $E_i \sim G\Omega_i b/3\pi r$ [23], где $G \approx 7,5 \cdot 10^{10}$ Па — модуль сдвига [24]; $\Omega_i \approx \Omega_v \approx 4 \cdot 10^{-23}$ см³ — дилатационный объем; $b \approx 2,7 \cdot 10^{-8}$ см — размер ядра дислокации. В этом приближении поток межузельных атомов на единицу длины краевой дислокации $Z_{i,д} = 2\pi D_i L_i \nabla C_i$, где $L_i \approx G\Omega_i b/3\pi kT$. При $T = 350$ °C $L_i \approx 10^{-6}$ см.

Дрейф вакансий в поле напряжений можно не учитывать из-за малости термической составляющей коэффициента диффузии. Поток вакансий на дислокацию имеет вид $Z_{v,д} = BD_v^{\text{рад}} C_v b^2/r_{\text{тр}}^2$. Коэффициент B примерно равен 1. Уменьшение потока вакансий на дислокацию примерно в $b^2/r_{\text{тр}}^2$ раз по сравнению со случаем, когда длина диффузионного пробега равна периоду решетки, связано с тем, что только такая доля вакансий, перемешивающихся внутри трека, попадает в область, где происходит аннигиляция вакансий на дислокации.

Скорость движения дислокационной линии за счет прихода точечных дефектов определяется разностью потоков вакансий и межузельных атомов урана $v_d = (2\pi D_i C_i - Z_{v,д})/\Omega^{1/3}$.

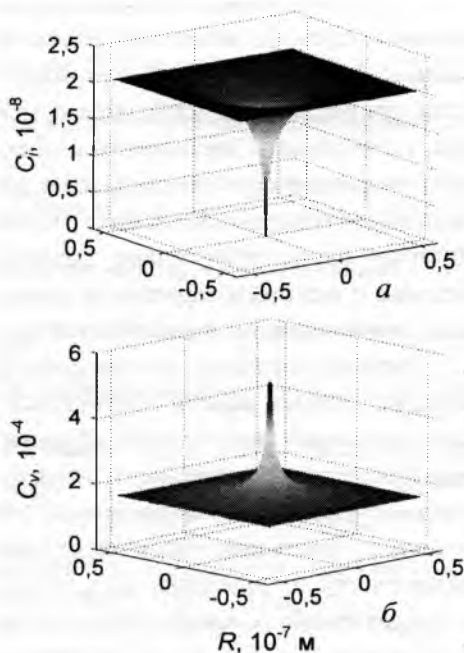
Для условий внутриреакторного облучения диоксидуранового топлива основными процессами являются производство точечных дефектов и их взаимная аннигиляция. Эти два процесса компенсируют один другой. Вблизи ядра краевой дислокации концентрация межузельных атомов урана неоднородна. Так как межузельные атомы урана быстро стекают на дислокацию (высокий термический коэффициент диффузии), а вакансии уходят на газовые пузыри и продукты деления, то может реализовываться распределение вакансий с пиком концентрации вблизи ядра краевой дислокации. Это происходит, когда время установления распределения вакансий на длине неоднородного распределения межузельных атомов существенно меньше времени смещения дислокационной линии на эту же длину. Как показывают расчеты, при времени облучения более 10^7 с концентрация вакансий существенно превосходит концентрацию межузельных атомов и длина, на которой меняется концентрация межузельных атомов вблизи дислокации, определяется аннигиляцией точечных дефектов $L = \sqrt{D_i/\beta C_v}$. Таким образом, условие существования пика концентрации вакансий вблизи ядра краевой дислокации имеет вид $D_v^{\text{рад}}/D_i > \bar{C}_i L/\Omega^{1/3}$ или $D_v^{\text{рад}}/D_i > \bar{C}_i/\sqrt{K C_v}$.

С ростом выгорания и увеличением плотности дислокаций уменьшается концентрация межузельных атомов урана, и данное условие выполняется с запасом. Так, при плотности дислокаций 10^{14} м^{-2} условие существования пика концентрации вакансий реализуется при $t > 10^7 \text{ с}$.

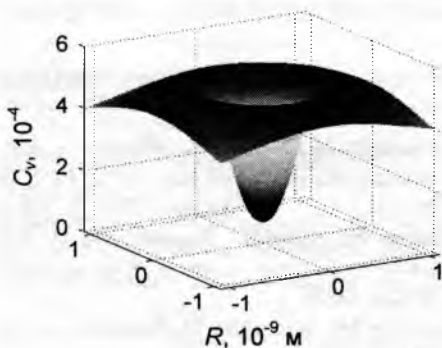
Пример расчета распределения точечных дефектов вблизи ядра краевой дислокации приведен на рис. 6. Распределение межузельных атомов урана монотонно спадает к ядру дислокации. Распределение вакансий имеет немонотонный вид: с минимумом на дислокации и максимумом вблизи ядра дислокации. Одно деление по горизонтальным осям равно 10^{-7} м . Более крупный масштаб для распределения вакансий, соответствующего рис. 6, показан на рис. 7. Одно деление по горизонтальным осям на рис. 7 равно 10^{-9} м . Протяженность минимума вблизи ядра дислокации имеет размер периода решетки $\sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, что намного меньше полуширины пика распределения $\sim 10^{-8} \text{ м}$.

Отношение максимальной концентрации вакансий к средней растет с уменьшением плотности дислокаций и увеличением мощности стоков межузельных атомов урана. Эффект неоднородности распределения точечных дефектов может быть значителен, если выполняется неравенство $4C_i(L/\Omega^{1/3})^2 > D_v^{\text{рад}}/D_i$, что достигается для условий облучения топлива в периферийной области таблетки. Таким образом, для того чтобы вблизи дислокации формировался пик распределения вакансий и максимальная концентрация заметно превосходила среднюю, требуется выполнение условия $(\Omega^{1/3}/L)^2/4 < C_i D_i/D_v^{\text{рад}} < \Omega^{1/3}/L$.

Заключение. Анализ показал, что распределение точечных дефектов вблизи границ зерен может быть существенно неоднородным с различающимся пространственным распределением вакансий и межузельных атомов урана. При малой дозе облучения вблизи границ зерен устанавливается пик концентрации вакансий, максимальная концентрация межузельных атомов урана находится в центре зерна. С ростом выгорания при высокой плотности дислокаций может происходить качественное изменение распределения, так что возле границы зерен формируется максимальная концентрация межузельных атомов. Если происходит быстрый рост объемных стоков для вакансий, то вблизи границы зерен реализуется максимальная концентрация вакансий.



Р и с. 6. Распределения межузельных атомов (а) и вакансий (б) вблизи дислокации



Р и с. 7. Распределение вакансий вблизи ядра краевой дислокации

Такое поведение точечных дефектов может быть одним из объяснений влияния размера зерен на кинетику роста пузырьков, их пересжатость и, как следствие, процесс формирования мелких зерен в периферийной области топливных таблеток. Если предположить, что основным источником дислокаций являются границы зерен, то плотность дислокаций в объеме зерна обратно пропорциональна его радиусу. Тогда плотность дислокаций в крупных зернах меньше, чем в мелких. В результате концентрация вакансий в мелких зернах становится больше, чем в крупных. Поэтому более эффективно должны расти внутризеренные газовые пузырьки в топливе с мелкими зернами и раньше происходит «очистка» матрицы от газовых продуктов деления, что соответствует экспериментам.

Расчеты показали, что максимальная концентрация вакансий вблизи ядра краевой дислокации может достигаться при повышенном выгорании и приводить к приоритетному росту в этой области внутризеренных пузырьков. Эффект увеличения концентрации вакансий вблизи ядра краевой дислокации может объяснить процесс ускоренного формирования крупных газонаполненных пузырьков на дислокациях, наблюдавшийся экспериментально [25—27]. В настоящее время проводится работа по развитию модели поведения внутризеренных пузырьков для низкотемпературных условий рекристаллизации периферийного слоя в топливных таблетках из диоксида урана с учетом кинетики и неоднородности распределения точечных дефектов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 02-02-16494 и 02-02-06670.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kinoshita M., Kolstad E., Matzke H. e.a. High burnup project. (II) Irradiation and examination to investigate rim-structured fuel. — In: Proc. of the ANS Meeting Light Water Reactor Fuel Performance, Park City, Utah, 10—13 April 2000, p. 590—603.
2. Baron D., Spino J., Papaioannou D. Rim formation and fission gas behaviour some structure remarks. — In: Proc. of Intern. Sem. on Gas Behaviour in Water Reactor Fuels. France, Cadarache, 26—29 Sept. 2000.
3. Matzke H., Kinoshita M. Polygonization and high burnup structure in nuclear fuels. — J. Nucl. Mater., 1997, v. 247, p. 108—115.
4. Mogensen M., Pearce J., Walker C. Behaviour of fission gas in the rim region of high burn-up UO_2 fuel pellets with particular reference to results from an XRF investigation. — Ibid., 1999, v. 264, p. 99—112.
5. Cunningham M., Freshley M., Lanning D. Development and characteristics of the rim region in high burnup UO_2 fuel pellets. — Ibid., 1992, v. 188, p. 19—27.
6. Une K., Nogita K., Kashibe S., Imamura M. Microstructure change and its influence on fission gas release in high burnup UO_2 fuel. — Ibid., p. 65—72.
7. Noirot J., Desgranges L., Marimbeau P. Contribution of the RIM to the overall fission gas release: what do isotopic analyses reveal. — In: Proc. of Intern. Sem. on Gas Behaviour in Water Reactor Fuels. France, Cadarache, 26—29 Sept. 2000.
8. Une K., Nogita K., Suzava Y. e.a. Effect of grain size and PCI restraint on the rim structure formation of UO_2 fuels. — In: Proc. of the ANS Meeting on Light Water Reactor Fuel Performance, Park City, Utah, 10—13 April 2000, p. 615—625.
9. Kinoshita M., Kameyama T., Kitajima S., Matzke H. Temperature and fission rate effect on the rim structure formation in a UO_2 fuel with a burnup of 7.9% FIMA. — J. Nucl. Mater., 1998, v. 252, p. 71—78.
10. Ray L., Matzke H., Thiele H., Kinoshita M. An electron microscopy study of the RIM structure of a UO_2 fuel with a high burnup of 7.9% FIMA. — Ibid., 1997, v. 245, p. 115—123.

11. **Nogita K., Une K.** Irradiation induced recrystallization in high burnup UO_2 fuel. — *Ibid.*, 1995, v. 226, p. 302—310.
12. **Une K., Hirai M., Nogita K. e.a.** Rim structure formation and high burnup fuel behavior of large-grained UO_2 fuels. — *Ibid.*, 2000, v. 278, p. 54—63.
13. **Schimtz F., Papin J.** High burnup effects on fuel behaviour under accident conditions: the tests CABRI REP-Na. — *Ibid.*, 1999, v. 270, p. 55—64.
14. **Spino J., Baron D., Coquerelle M., Stalios A.** High burn-up rim structure: evidences that xenon depletion, pore formation and grain subdivision start at different local burnups. — *Ibid.*, 1998, v. 256, p. 189—196.
15. **Spino J., Papaioannou D.** Lattice parameter changes associated with the rim-structure formation in high burnup UO_2 fuels by micro X-ray diffraction. — *Ibid.*, 2000, v. 281, p. 146—162.
16. **Thomas L., Beyer C., Charlot L.** Microstructural analysis of LWR spent fuels at high burnup. — *Ibid.*, 1992, v. 188, p. 80—89.
17. **Nakae N., Harada A., Kirihaara T., Nasu S.** Irradiation induced lattice defects in UO_2 . — *Ibid.*, 1978, v. 71, p. 314—319.
18. **Nakae N., Kirihaara T., Nasu S.** Irradiation induced volume change in UO_2 . — *Ibid.*, 1978, v. 74, p. 1—9.
19. **Matzke HJ., Wiss T.** Radiation damage in nuclear materials. — Rev. Article in Annual Report of Institute for Transuranium Elements, 2000, p. 30—42.
20. **Rest J., Hofman G.** An alternative explanation for evidence that xenon depletion, pore formation, and grain subdivision begin at different local burnups. — *J. Nucl. Mater.*, 2000, v. 277, p. 231.
21. **Kinoshita M.** Towards the mathematical model in rim structure formation. — *Ibid.*, 1997, v. 248, p. 185—190.
22. **Griesmeyer J., Ghoniem N.** The response of fission gas bubbles to the dynamic behaviour of point defects. — *Ibid.*, 1979, v. 80, p. 88—101.
23. **Хирт Дж., Лоте И.** Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972.
24. **Olander D.** Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements. TID-26711-P1, US Technical Information Center, Springfield, VA, 1976.
25. **Chkuaseli V., Matzke HJ.** Modeling of Microstructure Transformation (Rim Effect) in High Burnup LWR Nuclear Fuels. The Physical Aspects of the RIM Effect in Uranium Dioxide. Institute for Transuranium Elements, Intern. Report, July, 1996.
26. **Spino J., Vennix K., Coquerelle M.** Detailed characterization of the rim microstructure in PWR fuels in the burnup range 40—67 GW/tU. — *J. Nucl. Mater.*, 1996, v. 231, p. 179.
27. **Baron D., Hermitte B., Piron J.** Microstructure and fracture toughness characterization of irradiated PWR fuels in the burnup range 40—67 GW/tU. — In: Proc. IAEA Techn. Committee Meeting on Advances in Pellet Technology for Improved Performance at High Burnups, Tokyo, Japan, Oct. 29—Nov. 1, 1996.

Поступила в Редакцию 18.08.03

УДК 519.28+621.039

НЕЙРОСЕТЕВОЙ АНАЛИЗ ПЛАСТИЧНОСТИ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ ЭП-450 ПРИ РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

*Образцов С.М., Биржевой Г.А., Конобеев Ю.В., Соловьев В.А., Силкина О.С.
(ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейтунского), Рачков В.И. (Минатом РФ)*

Сталь ферритно-мартенситного класса находит все более широкое применение в ядерной энергетике. Ее главными преимуществами являются высокое сопротивление распуханию, низкая скорость радиационной ползучести и невысокий уровень наведенной активности. Немаловажна и дешевизна по сравнению со стоимостью стали аустенитного класса или высоконикелевых сплавов. К сожалению, сталь это-