

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ НАКОПЛЕНИЯ ЗАПАСЕННОЙ ЭНЕРГИИ ВИГНЕРА В ГРАФИТОВОМ ЗАМЕДЛИТЕЛЕ

А.М. Мочалов, А.Г. Наймушин, В.Н. Нестеров, Д.К. Пугачёв

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, проспект Ленина, 2*



Работа посвящена решению задачи по определению значения запасенной энергии Вигнера в облученном графите. Проведен анализ расчетных моделей образования каскадов дефектов. Определены значения каскадных функций для многогруппового расчета, зависимости скоростей накопления запасенной энергии от времени эксплуатации графита; скорость выделения запасенной энергии и зависимости температуры графита при отжиге облученного графита. Выбраны расчетные методики, на качественном уровне удовлетворительно описывающие процесс изменения энергии Вигнера при различных температурах.

Ключевые слова: запасенная энергия, энергия Вигнера, реакторный графит, каскадная функция дефектообразования.

СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Вопрос снятия с эксплуатации уран-графитовых реакторов (УГР) представляет собой комплекс проблем, связанных с необходимостью выбора оптимальных способов и методов обращения с накопленными радиоактивными отходами (РАО). Среди всей массы накопленных РАО отработанный реакторный графит занимает особое место. После длительного облучения графит не приобрел никаких свойств, которые могли бы ему создать область полезного применения. Облученный графит относится к категории неиспользуемых РАО и поэтому требуется индивидуальный подход при выборе способов обращения с ним [1].

Существенное значение на методику обращения с облученным графитом имеет влияние эффекта, обусловленного накоплением запасенной энергии Вигнера в нем в процессе нейтронного облучения [2]. С одной стороны, данные о механизмах накопления и выделения энергии Вигнера могут служить инструментом для определения радиационной поврежденности графита и, следовательно, для прогнозирования ресурса эксплуатации материала. С другой стороны, информация о накоплении и выделении запасенной энергии имеет большое значение при обосновании безопасности в процессе выработки концепции обращения с графитом выводимых из эксплуатации УГР.

Одним из наиболее важных факторов, влияющих на величину и условия выделения запасенной энергии в реакторном графите, является температура облучения (эксплуатации) графита. Понижение температуры облучения «уводит» реакторный графит в более «копасную» область. А именно, происходит увеличение самой величины запасенной энергии, снижается температура начала ее выделения, становится

© А.М. Мочалов, А.Г. Наймушин, В.Н. Нестеров, Д.К. Пугачёв, 2015

возможным ее самоподдерживающееся выделение. Цель исследования – разработка методики определения скорости накопления запасенной энергии Вигнера в графитовом замедлителе.

КАСКАДНАЯ ФУНКЦИЯ ПОВРЕЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ

Если в среде с ядерной концентрацией N (см^{-3}) задан спектр плотности потока нейтронов $\Phi(E)$ ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$), действующий в течение времени t (с), то концентрация точечных дефектов будет определяться соотношением [3]:

$$N_T = Nt \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \sigma_s(E) v(E) dE = Nt \sum_i \Phi_i \sigma_{si} v_i, \quad (1)$$

где $\sigma_s(E)$ – зависимость микроскопического сечения рассеяния от энергии нейтронов, см^2 ; $v(E)$ – зависимость значений каскадной функции от энергии нейтронов; i – номер энергетической группы нейтронов, если спектр потока нейтронов Φ_i и нейтронно-физические характеристики σ_{si} , v_i представлены в многогрупповой форме.

Значение каскадной функции определяет среднее число образованных точечных дефектов на один акт рассеяния нейтрона. В литературе обычно значение каскадной функции определяется из энергии первично выбитого атома $v_{\text{ПВА}}$ ($E_{\text{ПВА}}$). Эти значения отличаются на единицу:

$$v(E) = v_{\text{ПВА}}(E_{\text{ПВА}}) + 1; \quad E_{\text{ПВА}} = \xi E,$$

где единица – это первично выбитый атом; ξ – средняя логарифмическая потеря энергии нейтроном.

Соотношение (1) не учитывает процесс рекомбинации междоузельных атомов и вакансий в процессе облучения, а также уменьшение числа атомов, находящихся в узлах кристаллической решетки.

Исторически первая достаточно упрощенная модель Кинчина и Пиза [3] получена в предположениях, что

- а) атомы при соударении ведут себя как твердые сферы;
- б) все соударения упругие, и на электронное возбуждение энергия не расходуется;
- в) каскад представляет собой последовательность соударений двух тел;
- г) соударения не зависят друг от друга, и какие-либо пространственные корреляции, вытекающие из периодичности кристаллической структуры, не учитываются;
- д) кристаллической решетке энергия не передается;
- е) атом, покоившийся до столкновения и получивший энергию меньше некоторой критической энергии E_d , не смещается.

Аналогично, если энергия налетающего атома после соударения $E' < E_d$, то он в дальнейшем не дает вклада в каскад. Эти предположения приводят нас к определению средней энергии смещения E_d . В элементарной теории будем считать, что вероятность смещения равна нулю при энергиях ниже E_d и резко возрастает до единицы при $E_{\text{ПВА}} = E_d$.

Процесс образование каскада дефектов в модели Кинчина и Пиза описывается следующим образом: налетающая частица взаимодействует с атомом кристаллической структуры, придавая атому энергию $E_{\text{ПВА}}$ больше энергии смещения E_d , тем самым образуя первично выбитый атом и вакансию. ПВА, обладая дос-

таточно большой энергией, способен вызывать дальнейшие смещенные атомы и вакансии.

Из предположения е) следует, что атом, для которого $E_d < E_{\text{ПВА}} < 2E_d$, не может увеличить число смещенных атомов, а $v_{\text{ПВА}}$ является «ступенчатой» функцией:

$$\begin{aligned} v_{\text{ПВА}} &= 0, & \text{если } E_{\text{ПВА}} < E_d; \\ v_{\text{ПВА}} &= 1, & \text{если } E_d \leq E_{\text{ПВА}} < 2E_d; \\ v_{\text{ПВА}} &= E_{\text{ПВА}} / (2E_d) & \text{для } E_{\text{ПВА}} \gg E_d. \end{aligned} \quad (2)$$

Снайдер и Нейфельд [3] воспользовались другой моделью. Они предполагали, что в каждом соударении энергия E_d теряется на изменение (возбуждение) кристаллической решетки графита, т.е.

$$E_{\text{ПВА}} = E' + E'' + E_d.$$

Кроме того, считается, что оба атома после соударения продолжают двигаться как бы ни была мала их энергия. Следует ожидать, что в этой модели вследствие введения энергетических потерь функция $v_{\text{ПВА}}$ будет меньше, чем в модели Кинчина и Пиза. Однако благодаря включению в каскад некоторых атомов, покидающих место соударения с энергией, меньшей E_d , $v_{\text{ПВА}}$ должна увеличиться. В действительности оба эффекта компенсируются, и выражение для $v_{\text{ПВА}}$ при больших $E_{\text{ПВА}}/E_d$ несколько отличается от выражения (2):

$$\begin{aligned} v_{\text{ПВА}} &= 0, & \text{если } E_{\text{ПВА}} < E_d; \\ v_{\text{ПВА}} &= 0,56(1 + E_{\text{ПВА}}/E_d) & \text{при } E_{\text{ПВА}} > 4E_d; \\ v_{\text{ПВА}} &= E_{\text{ПВА}} / (2E_d) & \text{для } E_{\text{ПВА}} \gg E_d. \end{aligned} \quad (3)$$

Необходимо подчеркнуть, что $v_{\text{ПВА}}$ есть среднее значение, и следует ожидать некоторые отклонения от него. В случае особенно неблагоприятных условий первичный атом мог бы рассеять всю свою энергию на одни лишь подпороговые столкновения, что дает $v = 1$. Или, в случае особенно благоприятных условий, атом мог бы потратить всю свою энергию на смещения, что дает $v_{\text{ПВА}} = E_{\text{ПВА}}/E_d$. Как и можно было ожидать, среднее значение лежит посередине между двумя пределами и равно $E_{\text{ПВА}}/(2E_d)$.

Самым слабым местом этих моделей является предположение а) о том, что атомы сталкиваются как твердые сферы. Например, Сандерс [3], применяя потенциал, обратно пропорциональный некоторой степени расстояния (r^{-1}), с помощью модели Кинчина и Пиза получил

$$v_{\text{ПВА}} = l \cdot (2^{1/(l+1)} - 1) \cdot E_{\text{ПВА}} / (2E_d),$$

где l определяется степенью расстояния, т.е. при потенциале, пропорциональном r^{-1} , значение $l = 1$, при r^{-2} получаем $l = 2$ и т.д. Для потенциала, обратно пропорционального квадрату расстояния ($l = 2$), приближенно имеем

$$v_{\text{ПВА}} \approx 0,52 \cdot E_{\text{ПВА}} / (2E_d). \quad (4)$$

Согласно физике явления, при реальном рассеянии должно быть больше столкновений, при которых E'' попадает в область ниже порога E_d , благодаря чему эти столкновения не дают вклада в каскад. Данная картина может быть получена при учете того, что часть энергии каскада теряется вследствие возбуждения электронов в твердом теле.

Линдхард, используя потенциал Томаса-Ферми, смог определить энергетические потери ПВА на упругие рассеяния (E_c). На рисунке 1 представлена зависимость каскад-

ной функции от энергии ПВА ($E_c/(2E_d)$), полученная с помощью данных Линдхарда. Аппроксимация этой зависимости позволила получить следующее соотношение:

$$\nu_{\text{ПВА}} \approx 987 - 980 \cdot \exp(-3,81 \cdot 10^{-6} E_{\text{ПВА}}). \quad (5)$$

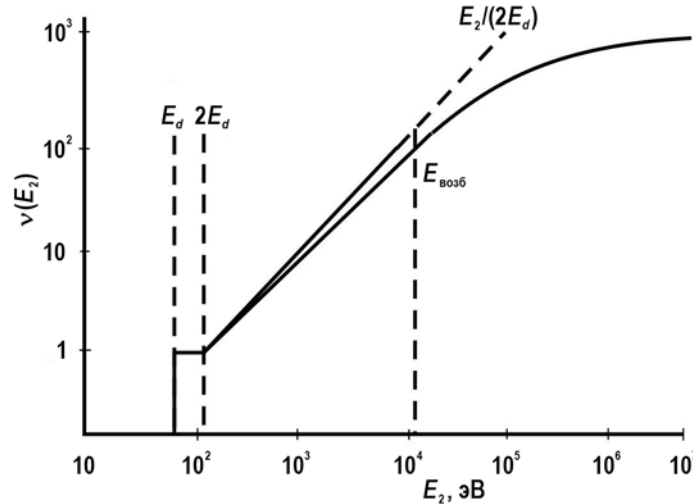


Рис. 1. Зависимость каскадной функции от энергии ПВА: E_c – энергия, рассеянная первичным атомом в упругих столкновениях; $E_{\text{возб}}$ – энергия, теряемая на возбуждение электронных оболочек атома ($E_{\text{возб}} = E_{\text{ПВА}} - E_c$)

Таким образом, представлены четыре модели каскадной функции с общими условиями: $\nu_{\text{ПВА}} = 0$, если $E_{\text{ПВА}} < E_d$; $\nu_{\text{ПВА}} = 1$, если $E_d \leq E_{\text{ПВА}} < 2E_d$. Модели называются по именам ученых, которые ввели соответствующие поправки:

– модель Кинчина и Пиза

$$\nu_{\text{ПВА}} = E_{\text{ПВА}}/(2E_d), \quad \text{если } 2E_d \leq E_{\text{ПВА}};$$

– модель Снайдера и Нейфельда

$$\nu_{\text{ПВА}} = E_{\text{ПВА}}/(2E_d), \quad \text{если } 2E_d \leq E_{\text{ПВА}} \leq 4E_d;$$

$$\nu_{\text{ПВА}} = 0,56(1 + E_{\text{ПВА}}/E_d), \quad \text{если } E_{\text{ПВА}} > 4E_d;$$

– модель Сандерса

$$\nu_{\text{ПВА}} = 0,52 \cdot E_{\text{ПВА}}/(2E_d), \quad \text{если } 2E_d \leq E_{\text{ПВА}};$$

– модель Линдхарда

$$\nu_{\text{ПВА}} = 987 - 980 \cdot \exp(-3,81 \cdot 10^{-6} E_{\text{ПВА}}), \quad \text{если } 2E_d \leq E_{\text{ПВА}}.$$

На рисунке 2 представлены расчетные значения каскадных функций реакторного графита марки ГР-280 для четырех моделей в 26-групповом представлении спектра потока нейтронов, откуда видно, что максимальное значение каскадной функции достигает 10000. Однако, согласно экспериментальным данным (см. рис. 1), значение каскадной функции для любой энергии нейтронов не превышает 1000, а следовательно, модель Линдхарда более корректно определяет значение каскадной функции для быстрых повреждающих нейтронов по сравнению с другими моделями. С другой стороны, для медленных повреждающих нейтронов результаты получаются завышенными, что связано с аппроксимационным соотношением; для этих нейтронов выбрана модель Сандерса. В таблице 1 представлены многогрупповые константы процесса дефектообразования в реакторном графите марки ГР-280.

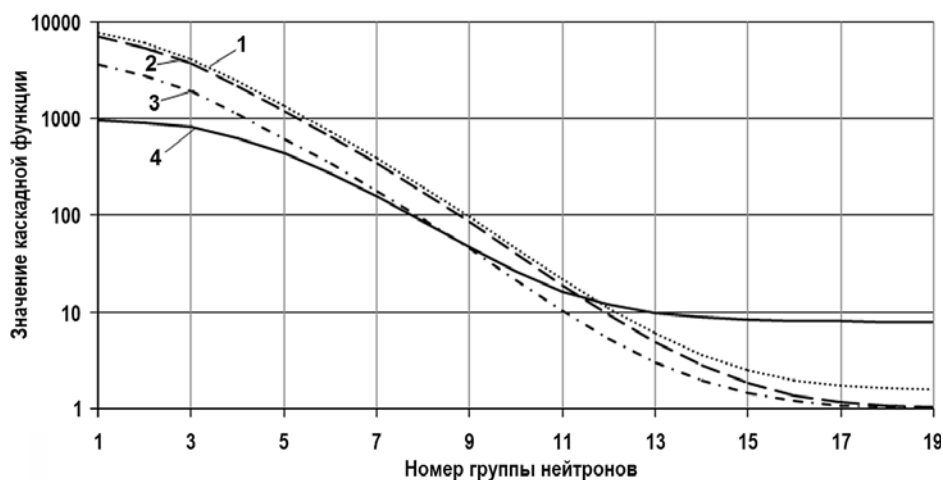


Рис. 2. Зависимость значения каскадной функции от энергетической группы нейтронов в 26-ти групповом представлении: 1 — модель Снейдера и Нейфельда; 2 — модель Кинчина и Пиза; 3 — модель Сандерса; 4 — модель Линдхарда

Таблица 1
Многогрупповые константы процесса дефектообразования в графите

i	E_n	$E_{ср}, \text{эВ}$	$E_{пвд}, \text{эВ}$	$\nu, \text{ед}$	$\sigma_s, \text{б}$	Модель
1	6,5 – 10,5 МэВ	$8,50 \cdot 10^6$	$8,78 \cdot 10^5$	953,42	1,20	Линдхарда
2	4 – 6,5 МэВ	$5,25 \cdot 10^6$	$6,77 \cdot 10^5$	913,62	1,45	
3	2,5 – 4 МэВ	$3,25 \cdot 10^6$	$4,67 \cdot 10^5$	822,39	2,00	
4	1,4 – 2,5 МэВ	$1,95 \cdot 10^6$	$2,72 \cdot 10^5$	639,83	1,80	
5	0,8 – 1,4 МэВ	$1,10 \cdot 10^6$	$1,49 \cdot 10^5$	433,41	2,55	
6	0,4 – 0,8 МэВ	$6,00 \cdot 10^5$	$8,25 \cdot 10^5$	272,44	3,10	
7	0,2 – 0,4 МэВ	$3,00 \cdot 10^5$	$4,31 \cdot 10^4$	156,33	4,00	
8	0,1 – 0,2 МэВ	$1,50 \cdot 10^5$	$2,17 \cdot 10^4$	226,68	4,30	Сандерса
9	46,5 – 100 кэВ	$7,33 \cdot 10^4$	$1,07 \cdot 10^4$	112,28	4,50	
10	21,5 – 46,5 кэВ	$3,40 \cdot 10^4$	$4,97 \cdot 10^3$	52,68	4,60	
11	10 – 21,5 кэВ	$1,58 \cdot 10^4$	$2,30 \cdot 10^3$	24,92	4,70	
12	4,65 – 10 кэВ	$7,33 \cdot 10^3$	$1,07 \cdot 10^3$	12,12	4,70	
13	2,15 – 4,65 кэВ	$3,40 \cdot 10^3$	496,91	6,16	4,70	
14	1 – 2,15 кэВ	$1,58 \cdot 10^3$	230,19	3,39	4,70	
15	465 – 1000 эВ	$7,33 \cdot 10^2$	107,06	2,11	4,70	
16	215 – 465 эВ	$3,40 \cdot 10^2$	49,69	1,51	4,70	
17	100 – 215 эВ	$1,58 \cdot 10^2$	23,02	1,23	4,70	
18	46,5 – 100 эВ	73,30	10,71	1,11	4,70	
19	21,5 – 46,5 эВ	34,00	4,97	1,05	4,70	

Примечание. Нейтроны с энергией ниже 25 эВ не образуют дефектов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСЕННОЙ В ГРАФИТЕ ЭНЕРГИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Количество запасенной графитом энергии прямо пропорционально количеству точечных дефектов, что позволяет определить зависимость постоянной рекомбинации точечных дефектов от температуры облучения. Экспериментальные данные по энергии Вигнера для уран-графитовых реакторов позволили установить эту зависимость [4, 5].

Для смещения одного атома в кристаллической структуре графита требуется энергия $E_d \sim 25$ эВ. Можно предположить, что это же количество энергии выделяется при возвращении атома на вакантное место в кристаллической решетке. Решение системы дифференциальных уравнений, представленной в работе [4], определяет соотношение для количества точечных дефектов:

$$N_t = \Phi \sigma_s v N_{\Sigma} / (\Phi \sigma_s v + \lambda) \cdot (1 - \exp[-(\Phi \sigma_s v + \lambda)t]) + N_{0T} \cdot \exp[-(\Phi \sigma_s v + \lambda)t], \quad (6)$$

где v – число образовавшихся точечных дефектов на один акт рассеяния нейтрона на ядре атома углерода, значение каскадной функции; t – момент времени; Φ – плотность потока повреждающих нейтронов; σ_s – микроскопическое сечение рассеяния повреждающих нейтронов; λ – постоянная рекомбинации точечных дефектов (пар Френкеля); N_{0T} – число точечных дефектов кристаллической решетки в начальный момент времени; N_{Σ} – суммарная концентрация всех атомов, которая на протяжении времени облучения считается постоянной, т.е. процессы ядерных превращений углерода исключаются.

В данном соотношении первое слагаемое характеризует изменения количества точечных дефектов в процессе облучения, а второе – уменьшение числа точечных дефектов, которые находились в графите на момент начала облучения. Таким образом, при достаточно больших временах (порядка одного года) данная зависимость стремится к асимптоте. Зависимость энергии Вигнера на единицу массы графита от температуры облучения определяется по соотношению

$$E = E_d \cdot N_t = (25 \text{ эВ}) \cdot \Phi \sigma_s v N_{\Sigma} / (\Phi \sigma_s v + \lambda(T)).$$

Далее задача сводится к определению вида функции, аппроксимирующей зависимость постоянной рекомбинации от температуры $\lambda(T)$. При этом значения E и T известны (экспериментальные данные). Зависимости энергии Вигнера от температуры облучения приведены на рис. 3.

Результаты аппроксимации показывают (см. рис. 3), что экспоненциальную зависимость $\lambda(T)$ можно исключить из рассмотрения. Используя полиномиальную и степенную зависимости постоянной рекомбинации от температуры облучения, можно проследить динамику изменения концентрации точечных дефектов от времени облучения для различных температур облучения и, соответственно, зависимость энергии Вигнера от флюенса при постоянной плотности потока повреждающих нейтронов.

Для обоснования работоспособности представленной расчетной модели и расчетных параметров необходимо определить зависимость запасенной энергии от температуры при отжиге графита и возможность самонагрева облученного графита, а также провести сравнительный анализ полученных расчетных зависимостей с экспериментальными из работ [5, 6].

При определении зависимости запасенной энергии от T при отжиге графита считалось, что облученный при температуре 50 и 100°C графит равномерно нагревался от температуры облучения со скоростью 10°C в минуту. Соотношение (6) при этом примет вид

$$N_t = N_{0T} e^{-\lambda t}.$$

Скорость выделения накопленной энергии определялась по соотношению

$$V = (N_{0T} - N_t) / T,$$

где T – текущее значение температуры графита, °C. Результат представлен на рис. 4.

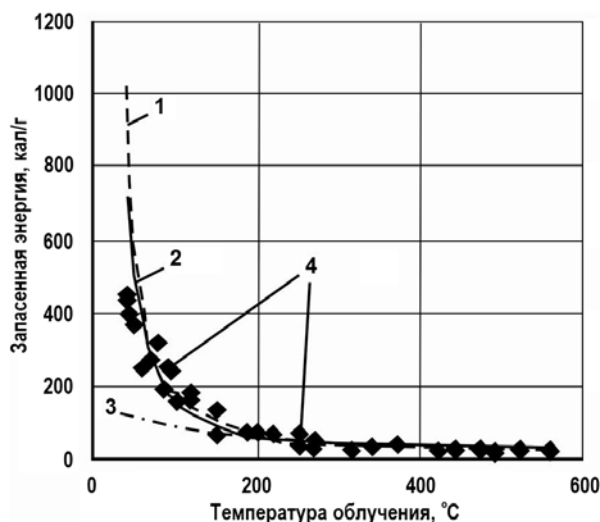


Рис. 3. Зависимость запасенной энергии от температуры для различных функций, аппроксимирующих $\lambda(T)$: 1 – полиномиальная; 2 – степенная; 3 – экспоненциальная; 4 – экспериментальные точки

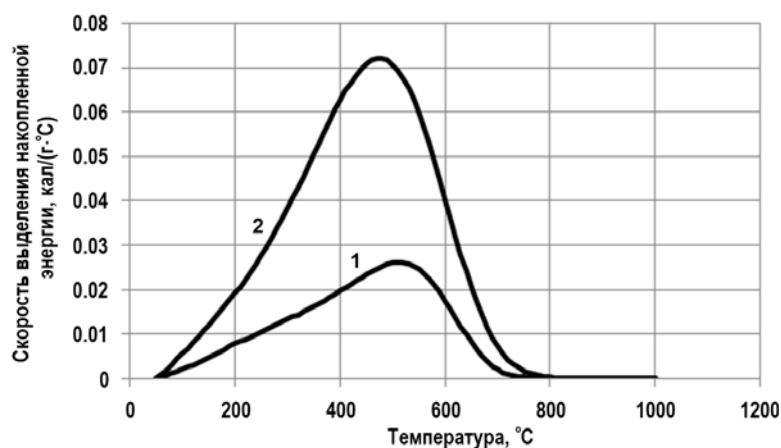


Рис. 4. Скорость выделения запасенной энергии при отжиге облученного графита при использовании зависимости $\lambda(T)$ в виде полинома третьей степени: 1 – температура облучения 50°C; 2 – температура облучения 100°C

Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных показывает, что на качественном уровне данные зависимости совпадают. Количественная оценка этих зависимостей затруднительна, так как необходимо совпадение в расчете и эксперименте многих начальных параметров: марки графита, плотности потоков нейтронов и сопутствующего гамма-излучения, температуры облучения и т.д., кроме того, все это усугубляется вариацией свойств свежего графита [7].

Задача самонагрева облученного графита: образец облученного графита помещался в бесконечную среду с заданной температурой 650°C. Требовалось определить зависимость температуры графита от времени.

Решение задачи получено при следующих условиях:

- образец графита представляет собой сферу объемом 11 см³;
- температура облучения графита составила 50°C, при облучении зависимость запасенной энергии достигла стационара;
- начальная расчетная температура графита 50°C;
- теплопроводность среды совпадает с теплопроводностью облученного графита и составляет 0,17 Вт/(см·К).

Температура графита определялась по соотношению

$$T_i = T_{i-1} + [k(T_{\text{гр}} - T_{i-1}) + q_V/c]\Delta t; \quad k = \lambda r/c,$$

где i – номер шага по времени; Δt – шаг по времени, 1 с; T_i, T_{i-1} – значения температуры графита на текущем и на предыдущем шагах; $T_{\text{гр}}$ – температура среды; c – теплоемкость графита; q_V – выделение энергии Вигнера; r – радиус сферы. Результаты расчета представлены на рис. 5.

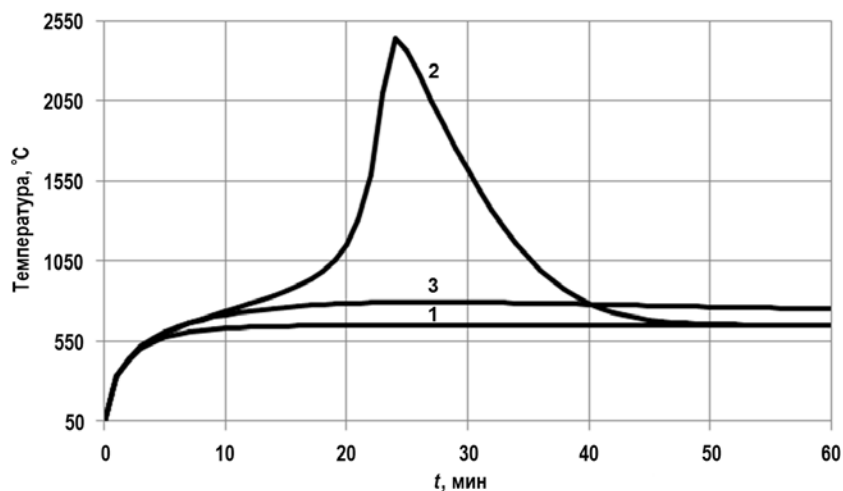


Рис. 5. Зависимость температуры графита от времени при решении задачи самонагрева образцов графита в среде с температурой 650°C: 1 – неoblученный графит; 2 – oblученный при 50°C графит, $\lambda(T)$ – полином четвертой степени; 3 – oblученный при 50°C графит, $\lambda(T)$ – полином третьей степени

Представленные зависимости для $\lambda(T)$ в виде полинома четвертой степени на качественном уровне совпадают с экспериментальными [6]. Необходимо отметить, что для $\lambda(T)$ в виде полинома третьей степени также можно задать условия, при выполнении которых будет наблюдаться эффект самонагрева. Для количественных оценок необходимо подробное описание лабораторного эксперимента и его физических параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбранная расчетная модель, полученные в ходе работы многогрупповые параметры и аппроксимационные зависимости постоянной рекомбинации точечных дефектов от температуры графита на качественном уровне удовлетворительно описывают процесс дефектообразования в кристаллической структуре графита при oblучении.

Установлено, что самоподдерживающееся выделение запасенной энергии возможно только в графите, эксплуатируемом при достаточно низких температурах до 100°C. В активной зоне реакторов РБМК-1000 областей графитового замедлителя с настолько низкими значениями температур oblучения нет. Подобные области наблюдаются только в районе эксплуатации графитовых втулок промышленных уран-графитовых реакторов в верхней и нижней частях активной зоны. Даже для втулок с высоким значением энергии Вигнера (450 – 650 кал/г) самоподдерживающееся выделение запасенной энергии отнюдь не означает «спонтанное», т.е. «без видимых причин». Для того чтобы спровоцировать выделение запасенной энергии в графите, необходимо его нагреть за счет внешних источников тепла, как минимум, до температуры, превышающей температуру oblучения графита на 50°C. Условие самоподдерживающегося выделения запасенной энергии справедливо для адиабатического процесса, т.е. в отсутствие теплообмена с окружающей средой.

Литература

1. Цыганов А.А., Хвостов В.И., Комаров Е.А., Котляревский С.Г., Павлюк А.О., Шаманин И.В., Нестеров В.Н. Проблемы утилизации реакторного графита остановленных промышленных уран-графитовых реакторов // Известия Томского политехнического университета. – 2007. – Т. 310. – № 2. – С. 94–98.
2. Гончаров В.В., Бурдаков Н.С., Виргильев Ю. С. и др. Действие облучения на графит ядерных реакторов – М.: Атомиздат, 1978. – 368 с.
3. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. – М.: Мир, 1971. – 368 с.
4. Нестеров В.Н., Шаманин И.В., Емец Е.Г., Цыганов А.А., Котляревский С.Г., Павлюк А.О. Аналитическая схема дефектообразования в кристаллической решетке графита при реакторном облучении // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2008. – № 1. С. 120–128.
5. Цыганов А.А., Савиных П.Г., Комаров Е.А., Котляревский С.Г., Павлюк А.О., Шаманин И.В., Нестеров В.Н. Запасенная энергия в графите кладок остановленных промышленных уран-графитовых реакторов // Известия Томского политехнического университета. – 2008. Т. 312. – № 2. – С. 32–38.
6. Графит как высокотемпературный материал: пер. с англ. / Под ред. К.П. Власова. – М.: Мир, 1964. – 423 с.
7. Виргильев Ю.С., Балдин В.Д. Влияние вариации свойств на работоспособность реакторного графита ГР-280 // Атомная энергия. – 2000. – Т. 88. – Вып. 2. – С. 119–125.

Поступила в редакцию 28.11.2015 г.

Авторы

Мочалов Александр Михайлович, магистрант

E-mail: ronondor@mail.ru.

Наймущин Артем Георгиевич, доцент, канд. физ.-мат. наук

E-mail: agn@tpu.ru.

Нестеров Владимир Николаевич, доцент, канд. тех. наук

E-mail: nesterov@tpu.ru.

Пугачев Дмитрий Константинович, магистрант

E-mail: dkr2@tpu.ru.

UDC 621.039.532.21

DETERMINATING THE STORED WIGNER ENERGY ACCUMULATION RATE IN THE GRAPHITE MODERATOR

Mochalov A.M., Najmushin A.G., Ne

sterov V.N., Pugachyov D.K.

National Research Tomsk Polytechnic University

2 Lenin Avenue, Tomsk, 634050 Russia

ABSTRACT

According to latest publications, new methods to determine the value of the Wigner energy in the graphite are required. Purpose: to develop method for determining the rate of accumulation of the Wigner energy in the graphite moderator. Stored energy is proportional to the number of point defects in the crystal structure, so the decision comes down to the determination of this number. The article contains analysis of four models to form cascades of defects. Analysis of results allowed identifying two models that give physically correct values in the area of low and high energy neutrons. According to models, point defects concentration depends on neutron flux density

and temperature in a specific way. The values of the cascade function allows to determine the relations of changes in the number of defects and the energy stored during in irradiated graphite and annealing of defects in graphite after irradiation. It is found that a self-sustaining release of stored energy is possible only in the graphite operated at sufficiently low temperatures to 100°C. The condition of self-sustaining release of stored energy is valid for an adiabatic process. Comparative analysis of calculation results and the experimental data proved that this method satisfactorily describes the process of changing the Wigner energy during and after irradiation of graphite.

Key words: stored energy, Wigner energy, reactor graphite, cascade function defects.

REFERENCE

1. Cyganov A.A., Hvostov V.I., Komarov E.A., Kotlyarevskij S.G., Pavlyuk A.O., Shamanin I.V., Nesterov V.N. Problemy utilizatsii reaktornogo grafita ostanovlennykh promyshlennykh uran-grafitovykh reaktorov [Problems of waste graphite reactor shutdown industrial uranium-graphite reactors]. *Izvestiya Tomskogo politehnicheskogo universiteta*. 2007, v. 310, no. 2. pp. 94–98 (in Russian).
2. Goncharov V.V., Burdakov N.S., Virgil'ev Ju.S., Karpuhin V.I., Platonov P.A. Deystvie oblucheniya na grafit yadernykh reaktorov [The action of radiation on graphite nuclear reactors]. Moscow, Atomizdat Publ., 1978 (in Russian).
3. Tompson M.W. Defekty i radiacionnye povrezhdeniya v metallakh [Defects and radiation damage in metals]. Moscow, Mir Publ., 1971. 368 p. (in Russian).
4. Nesterov V.N., Shamanin I.V., Emets E.G., Cyganov A.A., Kotlyarevskij S.G., Pavlyuk A.O. Analiticheskaya shema defektoobrazovaniya v kristallicheskoj reshetke grafita pri reaktornom obluchenii [Analytical Scheme of Defects Evolution in the Crystal Lattice of Graphite at the Reactors Irradiation]. *Izvestiya vuzov. Yadernaya energetika*. 2008, no. 1, pp. 120–128 (in Russian).
5. Cyganov A.A., Savinyh P.G., Komarov E.A., Kotlyarevskij S.G., Pavlyuk A.O., Shamanin I.V., Nesterov V.N. Zapasyonnaya energiya v grafite kladok ostanovlennykh promyshlennykh uran-grafitovykh reaktorov [The stored energy in graphite layings shut down industrial uranium-graphite reactors]. *Izvestiya Tomskogo politehnicheskogo universiteta*. 2008, v. 312, no. 2, pp. 32–38 (in Russian).
6. Grafit kak vysokotemperaturnyj material [Low-cycle deformation and fracture of structural graphites at high temperatures]: translated from the English. Edited by K.P. Vlasova. Moscow, Mir Publ., 1964, 423 p. (in Russian).
7. Virgil'ev Yu.S., Baldin V.D. Vliyanie variatsii svoystv na rabotosposobnost' reaktornogo grafita GR-280 [Influence of variation in the performance properties of the reactor graphite GR-280]. *Atomnaya energiya*. 2000, v. 88, no. 2, pp. 119–125 (in Russian).

Authors

Mochalov Aleksandr Mihajlovich, Master Student

E-mail: ronondor@mail.ru

Najmushin Artyom Georgievich, Associate Professor, Cand. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: agn@tpu.ru.

Nesterov Vladimir Nikolaevich, Associate Professor, Cand. Sci. (Engineering)

E-mail: nesterov@tpu.ru

Pugachyov Dmitrij Konstantinovich, Master Student

E-mail: dkp2@tpu.ru.