

УДК

PACS: 61.72.Ji; 61, 80. Az; 64.70.Kb; 81.30.Kf

## О двух видах мартенситных превращений при реакторном облучении

А.И.Калиниченко, И.Н.Лаптев, А.А.Пархоменко, В.Е. Стрельницкий

*Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Академическая,1, 61108, Харьков, Украина  
E-mail: parkhomenko@kipt.kharkov.ua*

Модель нелокального термоупругого пика низкоэнергетического иона была впервые применена для анализа процессов радиационных повреждений происходящих в железе под действием нейтронного облучения. Проанализированы зависимости от энергии первично выбитого атома (ПВА) температур и давлений, которые возникают в каскадах смещений с энергией ПВА не превышающей 5 keV. Показана возможность протекания при этих условиях фазовых  $\alpha \rightarrow \gamma$  превращений.

**Ключевые слова:** термоупругий пик, радиационное повреждение, нейтрон, каскады смещений.

Модель нелокального термоупругого піку низкоенергетичного іону вперше запропонована для аналізу процесів радіаційних ушкоджень, що проходять у залізі під дією нейтронного опромінення. Проаналізовані залежності від енергії первинно вибитого атому (ПВА) температури та тиску, що виникають у каскадах зміщень із енергією ПВА, яка не перевищує 5 keV. Показана можливість реалізації у цих умовах фазових  $\alpha \rightarrow \gamma$  перетворень.

**Ключові слова:** термоупругий пік, радіаційне ушкодження, нейтрон, каскад зміщень.

The model not local thermoelastic peak of a low-energy ion for the first time has been applied for the analysis of processes of radiating damages occurring in iron under action of a neutron irradiation. Dependences on energy of primarily knock - out atom (PKA) of temperatures and pressure which arise in cascades of displacement with PKA energy not exceeding 5 keV are analysed. The opportunity of course is shown under these conditions phase  $\alpha \rightarrow \gamma$  transformations.

**Key words:** thermoelastic peak, radiating damages, neutron, cascades of displacement.

Исследование фазовых, в том числе, мартенситных превращений в корпусных сталях при повышенных температурах и нейтронном облучении необходимо для понимания процессов радиационного охрупчивания и старения, определяющих надежность и ресурс ядерных энергетических установок, в частности водо-водяных энергетических реакторов (ВВЭР). В [1,2] было высказано предположение, что вкрапления новой фазы, служащие зародышами пор и микротрещин, образуются под действием высоких (до ~12 GPa) механических напряжений, возникающих в материале корпуса в результате длительного действия реакторного излучения. В то же время существует возможность мартенситных переходов в нелокальных термоупругих пиках (НТП) – нанометровых перегретых и перенапряженных областях, образуемых ядрами отдачи при нейтронном рассеянии [3,4].

Работа является продолжением теоретических исследований фазовых мартенситных превращений в модельных и реакторных материалах, выполненных в последние годы. Впервые построено «температурно-силовое» поле для тройной системы «железо-

углерод-вакансии», в котором графически связаны основные термодинамические величины  $P$ ,  $V$  и  $T$  через эквивалент - концентрацию вакансий -  $c_v$  [1,2]. Главной составляющей поля является диаграмма ГЦК - ОЦК полиморфных превращений, которые протекают через непрерывный спектр ОЦТ состояний. В этих работах, источником высоких (до 12 GPa) упругих напряжений необходимых для протекания фазовых переходов мартенситного типа являлось постепенное накопление радиационных дефектов под действием непрерывного реакторного облучения.

Параллельно развивалась теория НТП низкоэнергетического иона, описывающая термодинамику «быстрых» процессов при взаимодействии ионов с поверхностью твердого тела, в частности, образование углеродных и др. покрытий [3,4]. Поскольку выбиваемый нейтроном ПВА, является по сути ионом, целесообразно использовать модель НТП для анализа возможности фазовых переходов мартенситного типа непосредственно в каскадах смещений в железе (с прицелом на корпусные стали реакторов типа ВВЭР, состоящие на 96% из

железа). Важность изучения этих процессов связана с их вкладом в потерю под действием облучения пластических характеристик и вязкости разрушения – т.е в радиационное охрупчивание корпусных сталей [1,2]. Согласно выдвинутой авторами идее, образование свободного объема, сопровождающее обратное мартенситное превращение, в условиях высоких упругих напряжений может являться зародышем хрупкой трещины.

Среди эффектов влияния параметров облучения на свойства реакторных материалов большое внимание привлекает спектральный эффект, связанный с наличием широкого энергетического спектра нейтронов в реакторах – от долей электрон-вольта до 10 MeV. Его суть состоит в том, что эффективность выживания точечных дефектов в каскадах смещений зависит от энергии ПВА инициировавшего этот каскад. В свою очередь, только точечные дефекты, избежавшие внутрикаскадной рекомбинации, будут в дальнейшем давать вклад в эволюцию дефектной структуры и изменение макроскопических свойств материала. При этом дефекты, рожденные в малых каскадах и созданные низкоэнергетическими ПВА, имеют больше шансов на выживание. Как показывают расчеты [5], наибольшая каскадная эффективность в железе соответствует энергии ПВА, не превышающей нескольких keV.

Задачей исследования было проведение анализа термомеханического влияния нейтронов малых и промежуточных энергий  $E_n < 200$  keV (в реакторах ВВЭР они составляют около половины всех реакторных нейтронов). Нейтроны таких энергий создают в объеме материала ядра отдачи с энергией  $E \leq 5$  keV, которые, в свою очередь, приводят к возникновению НТП. Кроме того, в целом ряде случаев взаимодействие низкоэнергетических нейтронов с ядрами можно считать упругим, что облегчает определение параметров модели и анализ результатов.

Согласно моделированию с помощью программного пакета TRIM 2000 [3,4], НТП ядра отдачи Fe с энергией  $25 \text{ eV} \leq E \leq 5 \text{ keV}$  аппроксимируется сферой радиусом  $R(E) = L(E)/2 + R_T \sim (1-3) \text{ nm}$ , содержащей энергию  $\eta(E)E$ . Здесь  $L(E)$  – средняя проективная длина пробега иона,  $\eta(E)$  – доля фононных потерь иона,  $R_T$  – радиус области, в которой

перераспределяется энергия возбужденного атома за время ион-ионной релаксации  $\tau$  за счет диффузии или разлета тепловых фононов [3,4]. Для кристаллического железа с размером кристаллита  $d \geq 6s\tau \approx 4 \text{ nm}$

можно принять  $R_T \approx 2s\tau$ , где  $s$  – продольная скорость

звука [6]. НТП содержит достаточное число атомов, чтобы для его описания можно было ввести термодинамические величины – объем  $V$ , температуру  $T$ , давление  $p$  и т.п.

При вычислении начальной температуры перегрева  $\Delta T(E) = \eta(E)E / (\rho CV(E))$  в НТП

принималось, что теплоемкость  $C$  материала (железо) не зависит от его температуры  $T = T_0 + \Delta T$ . Здесь,

$V = 4\pi R^3/3$  – объем НТП,  $\rho$  – массовая плотность,  $T_0$

– температура облучения. Импульсное нагревание и тепловое расширение вещества в НТП приводит к образованию переменных термоупругих напряжений. Динамическое напряжение в НТП рассчитывалось с помощью уравнений радиационной акустики для случая изотропной среды [3,4]. Анализ решения показывает, что термоупругое напряжение, генерируемое в НТП, состоит из сферической акустической волны, которая расходится из объема пика со скоростью звука, и (квази)статического напряжения, которое остается в материале после ухода акустической волны. Для начального момента времени термоупругое давление в пике определяется выражением  $p(E) \approx \beta K \Delta T(E)$ , где  $\beta$  и  $K$  –

объемный коэффициент теплового расширения и модуль всестороннего сжатия материала мишени, соответственно [4]. Расчеты показывают, что для кристаллического железа начальная температура перегрева  $\Delta T$  и давление  $p$  в НТП слабо зависят от

энергии ПВА в диапазоне 1-5 keV и составляют, соответственно,  $\sim 1000$  K и  $\sim 6,2$  GPa (см. рис.1).

Расположение термических пиков, создаваемых ПВА в кристаллическом железе на фазовой  $P, T$ -диаграмме железа показывает, что для ПВА с

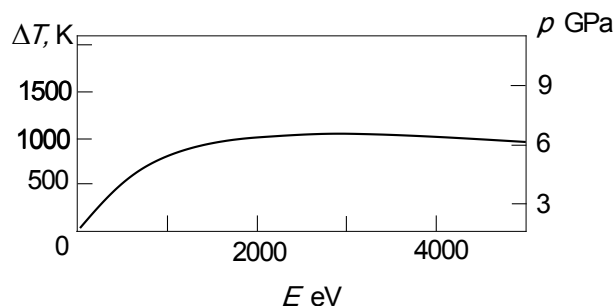


Рис. 1. Начальная температура перегрева  $\Delta T(E)$  и термоупругое давление  $p(E)$  в НТП, создаваемом ПВА с энергией  $E$  в кристаллическом железе.

энергиями, большими 500 eV, реализуются состояния, соответствующие  $\alpha$ - $\gamma$  мартенситному переходу, тогда

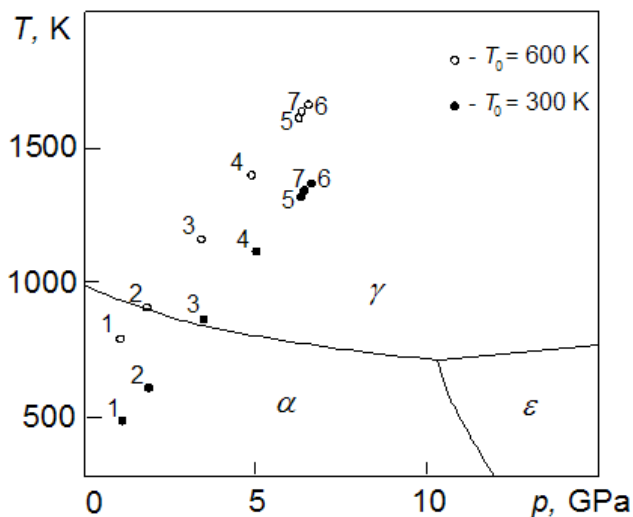


Рис.2 Начальное «расположение» на фазовой диаграмме железа термоупругих пиков, создаваемых ПВА различных энергий в кристаллическом железе при двух различных температурах облучения  $T_0$ . Пики 1, 2, 3, 4, 5, 6 и 7 соответствуют ПВА с энергиями 100, 200, 500, 100, 2000, 3000 и 5000 eV, соответственно.

как для ПВА с энергиями ниже 500 eV, стабильным остается альфа-железо. Увеличение температуры облучения  $T_0$  существенным образом облегчает протекание этого процесса (см. рис.2).

Таким образом, показана возможность протекания фазовых  $\alpha \rightarrow \gamma$  превращений в кристаллическом железе под действием нейтронного облучения в низкоэнергетических каскадах смещений. С учетом результатов полученных в работах [1,2], можно утверждать, что под действием реакторного облучения возможны два типа фазовых мартенситных превращений.

Первый – квазистатический, связанный с накоплением упругих напряжений, и зависящий от дозы облучения.

Второй - динамический, слабо зависящий от дозы облучения, но существенно зависящий от энергии нейтронов (ПВА) и температуры облучения.

Роль реакторных нейтронов низких и промежуточных энергий в радиационном охрупчивании состоит не только в том, что они имеют наибольшие сечения образования продуктов ядерных реакций по сравнению с быстрыми и обладают наибольшей каскадной эффективностью в смысле выживания дефектов, но также в том, что образуемые ими низкоэнергетические каскады являются местами, где могут проходить фазовые превращения и которые могут являться зародышами пор и микротрещин.

Подтверждением факта протекания обратных мартенситных превращений в корпусах реакторов ВВЭР служат как прямые наблюдения включений новой фазы, так и результаты магнитных измерений.

Так, в работах российских ученых [7,8] показан эффект размагничивания корпусов (ОЦК-решетка) под действием реакторного облучения. В тоже время в материалах с ГЦК-типом кристаллической решетки под действием облучения проходят прямые  $\gamma \rightarrow \alpha$  мартенситные превращения, что приводит к появлению намагнитченности у реакторных нержавеющей сталей [9]. В свою очередь, это находится в полном согласии с теорией, предложенной в работе [2].

1. Лаптев И. Н., Пархоменко А. А. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 2004. №3 (85). С. 31-40.
2. Лаптев И.Н., Пархоменко А.А., Ожигов Л.С., Красильников В.В. Развитие метода фазовых переходов для определения упруго-напряженного состояния корпусов реакторов. // Труды XVII Международного совещания “Радиационная физика твердого тела”, (Севастополь, 9-14 июля 2007 г.), М. Изд-во ВНИИЭМ, 2007. С. 47.
3. Калиниченко А.И., Стрельницкий В.Е. // ФХОМ. 2003. № 2. С. 5-10.
4. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. // Diam. Relat. Mater. 2006. V. 15. P. 365-370.
5. Phythian W.J., Stoller R.E., Foreman A.J.E. et al. // J.Nucl. Mater. 1995.V.223.P. 245-261.
6. Калиниченко А.И., Перепелкин С.С., Стрельницкий В.Е. // Вісник Харківського університету, серія фізична «Ядра, частинки, поля». 2007. Вип. 4(36). С. 39-47.
7. Бакиров М.Б., Забрусков Н.Ю. // Заводская лаборатория. 2000. № 11. С. 35-44.
8. Горкунов Э.С., Ничипурук А.П., Сомова В.М., Левит В.И. // Дефектоскопия. 1993. № 7. С. 62-66.
9. Ажажа В.М., Десненко В.А, Ожигов Л.С., Пархоменко А.А., Свечкарев И.В., Федорченко А.В. // Труды XVII Международной конференции «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение». Алушта, Украина, 3-9 сентября. 2006г. Харьков: ННЦ ХФТИ. 2006. С. 83-85.