

## ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ТЕРМОУПРУГИХ ПИКАХ В ЖЕЛЕЗЕ

*А.И. Калининко, И.Н. Лантев, А.А. Пархоменко, В.Е. Стрельницкий*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Харьков, Украина*

Модель нелокального термоупругого пика низкоэнергетического иона была впервые применена для анализа процессов радиационных повреждений, происходящих в кристаллическом и аморфном железе под действием нейтронного облучения. Проанализированы зависимости от энергии первично выбитого атома температур и механических напряжений, которые возникают вблизи каскадов смещений с энергией до ~7 кэВ. Показана возможность мартенситных фазовых превращений, а также плавления и кипения вещества в пиках, образуемых ядрами отдачи при нейтронном рассеянии.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

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, вызывающие появление пор и микротрещин, образуются под действием высоких (до ~12 ГПа) механических напряжений, возникающих в материале корпуса в результате длительного действия реакторного излучения. В то же время существует возможность немедленной реализации мартенситных переходов в каскадных областях, образуемых ядрами отдачи при нейтронном рассеянии, независимо от величины поглощенной дозы.

Как известно, при взаимодействии нейтрона с веществом ядру отдачи может передаваться значительная часть энергии нейтрона. Указанный эффект особенно велик при рассеянии нейтронов на легких веществах, состоящих из элементов с малым атомным номером. Ранее уже отмечалась возможность стимулирования одиночными нейтронами мощных термоупругих напряжений, связанных с импульсным нагревом малых объемов вещества при нейтронном рассеянии [3]. Однако обоснованная оценка величины возникающих механических эффектов невозможна без анализа пространственно-временных характеристик области, где локализуется переданная от нейтрона энергия. Такой анализ может быть проведен на основе модели нелокального термоупругого пика (НТП) низкоэнергетического иона, описывающей термодинамику «быстрых» процессов при взаимодействии иона с твердым телом и позволившей объяснить ряд эффектов, наблюдающихся при ионной бомбардировке твердых тел, в частности при ионном осаждении покрытий [4]. Действительно, ядро отдачи, будучи по сути тяжелым низкоэнергетическим ионом, является причиной возникновения НТП - перегретой и перенапряженной области нанометрового размера. Пространственно-временные и термодинамические характеристики такой области определяются в рамках модели НТП, что, в свою очередь, позволяет исследовать

термомеханические и кинетические эффекты, возникающие вблизи пика иона.

В настоящей работе теоретически исследуется образование НТП вблизи точек рассеяния нейтронов в железе (с экстраполяцией полученных результатов на корпусные стали реакторов типа ВВЭР, состоящие на 96% из железа). Определяются основные параметры НТП, образуемых ядрами отдачи. Обсуждается возможность термодинамического описания состояния вещества в НТП. Определяются температура перегрева и избыточное термоупругое давление в НТП. Полученные данные используются для оценки возможности фазовых превращений в пиках нейтронов в корпусных сталях.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

#### Характеристики ядер отдачи

Времена, характерные для взаимодействия нейтрона с веществом мишени, значительно меньше его периода полураспада  $T_{1/2} \approx 600$  с, и в дальнейшем рассмотрении нейтрон можно считать стабильной частицей. Ограничимся исследованием термомеханического влияния нейтронов малых и промежуточных энергий  $E_n \leq 200$  кэВ. В реакторах типа ВВЭР они составляют около половины всех реакторных нейтронов. В этой области энергий и атомных весов  $A < 40$  относительно мало представлены резонансное и неупругое рассеяния и радиационный захват [5]. В дальнейшем будем использовать соотношения, полученные в приближении упругого рассеяния нейтронов, и в случае железной мишени ( $A = 56$ ), имея в виду, что полученные результаты претендуют лишь на роль оценок. Дифференциальное сечение потенциального (упругого) рассеяния нейтронов  $d\sigma = (\sigma/4\pi) d\omega$ , где  $d\omega$  - элемент телесного угла в системе центра инерции, является сферически-симметричным. Полное сечение  $\sigma = 4\pi R^2$ , где радиус ядра  $R$  связан с радиусом нуклона  $r_n$  соотношением  $R = r_n \sqrt[3]{A}$ , не зависит от энергии нейтрона во всем интервале энергий, в котором выполнено условие  $\hbar/\sqrt{2m_n E_n} \gg R$  ( $A$  - атомный вес элемента,  $m_n$  - масса нуклона) [5]. Нетрудно убедиться, что приведенное условие эквивалентно неравенству

$E_n \ll 2$  МэВ, которому удовлетворяют нейтроны из выбранного диапазона энергий.

Средняя энергия ядра отдачи может быть рассчитана по формуле

$$\bar{E} = \frac{1}{\sigma} \int_0^{E_{\max}} E \cdot d\sigma(E). \quad (1)$$

Учитывая, что в приближении абсолютно твердой сферы  $d\sigma = (\sigma/E_{\max})dE$ , где  $E_{\max} = 4AE_n/(A+1)^2$  - максимальная энергия, передаваемая ядру отдачи, получаем для ядер отдачи равномерное распределение по энергиям в диапазоне  $0 \leq E \leq E_{\max}$  со средней энергией

$$\bar{E} = \frac{E_{\max}}{2} = \frac{2AE_n}{(A+1)^2}. \quad (2)$$

Вклад в создание ядер отдачи с энергией  $E$  вносят все нейтроны, энергия которых превосходит  $(A+1)^2 E/4A$ . Оценить этот вклад можно с помощью формулы

$$\Psi_r(E) = \int_{(A+1)^2 E/4A}^{\infty} \frac{\Psi_n(E')}{E'} dE', \quad (3)$$

задающей энергетическое распределение ядер отдачи в приближении упругого рассеяния на сфере. Здесь  $\Psi_n(E_n)$  - спектральная функция нейтронов, нормированная на единицу. Однако в настоящей работе мы не будем рассматривать вклад высокоэнергетической части спектра нейтронов в процессы фазового преобразования. Для случая железной мишени нейтроны с энергиями  $E_n \leq 200$  кэВ генерируют ядра отдачи со средней энергией  $E \leq 7$  кэВ. Как будет показано ниже, именно ионы  $Fe^+$  с такими энергиями создают в железной мишени области перегрева, допускающие рассмотрение в модели НТП.

#### Нелокальный термоупругий пик ядра отдачи

Основными характеристиками, определяющими термомеханический эффект ядра отдачи, являются часть энергии иона, преобразующейся в температуру, и размеры области, в которой происходит термализация. Согласно результатам моделирования с помощью программного пакета TRIM [6,4], картина взаимодействия иона с атомами мишени представляет собой пространственно протяженный ансамбль возбужденных атомов, возникающих в актах передачи энергии от первичного иона (или от порождаемых им атомов отдачи) атомам мишени. Доля энергии  $\eta(E)$ , передаваемая низкоэнергетическим ионом веществу в атомных столкновениях, значительно превышает аналогичную для случая высокоэнергетических ионов и составляет от 0,4 до 0,7, в зависимости от сорта и энергии иона. Для случая иона  $Fe^+$  с энергией  $E$  от 0,1 до 7 кэВ и железной мишени с достаточной степенью точности можно положить  $\eta(E) = 0,52 = \text{const}$ . Вклад ионизационных потерь иона в нагрев вещества можно не учитывать.

Энергия равномерно распределяется в объеме НТП, который аппроксимируется сферой с радиусом

$$R(E) = l(E)/2 + R_0 \sim 1 \text{ нм}. \quad (4)$$

Здесь  $l(E)$  - средний проективный пробег иона  $Fe^+$  с энергией  $E$  в железе;  $R_0$  - радиус сферической области вокруг возбужденного атома, в которой перераспределяется энергия атома в результате тепловой релаксации [4]. Для аморфных материалов  $R_0 \approx 2\sqrt{\kappa\tau}$ , где  $\kappa$  - коэффициент фононной теплопроводности;  $\tau$  - время ион-ионной релаксации. Для кристаллических материалов радиус  $R_0$  ограничивается конечностью скорости распространения тепла, не превышающей продольной скорости звука  $s$ . В этом случае, как показано в [7], можно принять  $R_0 \approx 2\tau s$ . НТП является макроскопическим объектом, поскольку содержит достаточное число атомов, чтобы для его описания можно было ввести термодинамические величины: объем  $V$ , температуру  $T$ , давление  $p$  и т.п. [4]. Размер и энергосодержание НТП зависят от материала мишени и энергии порождающего иона/ядра отдачи (рис. 1).

Энергетический диапазон применимости модели НТП для каждой конкретной комбинации «ион-материал» можно установить только на основе статистического изучения вида ансамблей возбужденных атомов, возникающих вблизи трека ядра отдачи. Для иона  $Fe^+$  в железе диапазон применимости модели сферического НТП составляет  $25 \text{ эВ} \leq E < E_m \sim 7 \text{ кэВ}$ . Ограничение со стороны низких энергий обусловлено невозможностью термодинамического описания малых частиц вещества, содержащих менее 100 атомов. При энергиях иона  $E > E_m$  модель сферического пика становится менее приемлемой ввиду того, что вторичные каскады все меньше перекрываются и уже не приводят к образованию непрерывного температурного поля внутри пика. Однако ядра отдачи с энергией  $E \gg E_m$  также создают несколько (не менее одного) пиков, порождаемых первичным или вторичными ионами с энергией  $E \leq E_m$ . Число таких пиков можно оценить лишь в грубом приближении. Будем полагать, что в конце пробега ядра отдачи  $l(E)$ , когда его энергия снизится до величины  $E_m$ , образуется термоупругий пик с энергией  $\eta(E_m)E_m$  и радиусом  $R(E_m) = l(E_m)/2 + R_0$ . Также возможно образование таких пиков вблизи точек остановок вторичных, третичных и т.д. ядер отдачи. Ориентировочная оценка количества пиков  $N$ , порождаемых высокоэнергетическим ПВА с энергией  $E$ ,  $N \sim E/E_{\max}$ .

С использованием функций  $\eta(E)$  и  $l(E)$ , полученных с помощью программы TRIM, были определены характеристики пиков, образуемых ядрами отдачи в железной мишени.

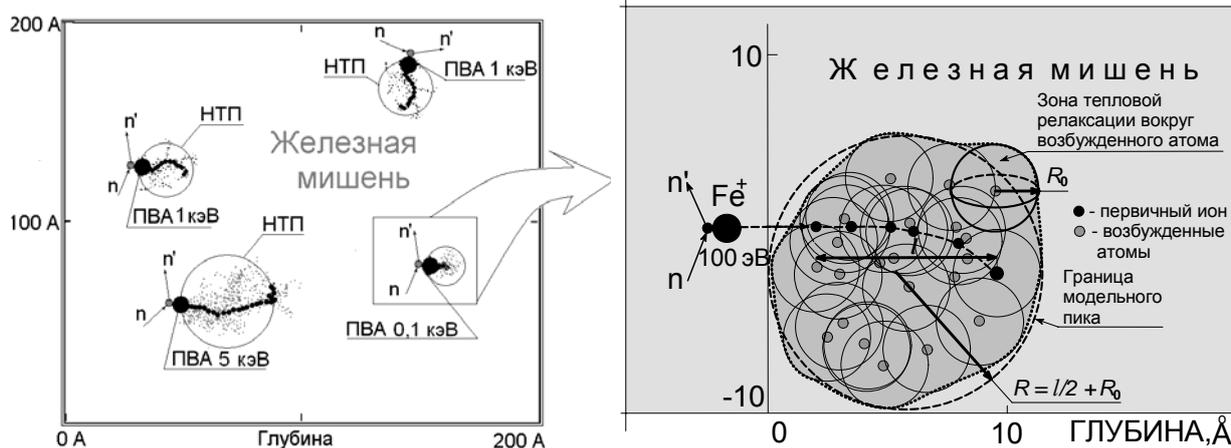


Рис. 1. Схема генерации нелокальных термоупругих пиков ядрами отдачи различных энергий при упругом рассеянии нейтронов в железной мишени.

Справа – схематическое изображение НТП, образуемого ядром отдачи с энергией  $E = 100$  эВ

На рис. 2 показаны зависимости радиуса НТП от энергии порождающего ядра отдачи для кристаллического и аморфного железа (см. формулу (4)). На рис. 3 приведены энергетические зависимости плотности тепловой энергии  $\varepsilon(E)$  в НТП ядер отдачи для кристаллического и аморфного железа. Пунктирными прямыми показаны уровни плотностей энергии начала плавления  $\varepsilon_{m1}$ , конца плавления  $\varepsilon_{m2}$ , начала кипения  $\varepsilon_{b1}$  и конца кипения  $\varepsilon_{b2}$ .

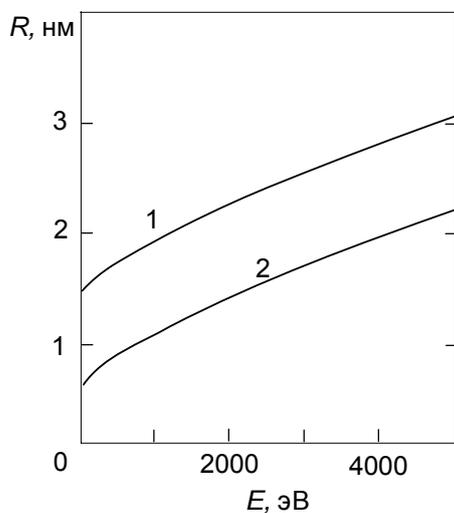


Рис. 2. Радиус НТП, создаваемого ядром отдачи в кристаллическом (кривая 1) и аморфном (кривая 2) железе

Как видно из рисунка, в аморфном железе максимальная плотность тепловой энергии  $\varepsilon(E)$  (а следовательно, и температура, и термоупругое давление) реализуется в пиках ядер отдачи с энергией  $E \sim 1$  кэВ, причем плотность энергии достаточно велика, чтобы вызвать не только плавление, но даже – при некоторых энергиях ядер отдачи – кипение материала пика. Учет влияния фазовых переходов осложняет расчет температуры и давления в пике. В частности, при определении давления необходимо принимать во внимание

значительное увеличение объема материала при его плавлении, а также тепловое расширение жидкой фазы, существенно превышающее расширение в твердой фазе.

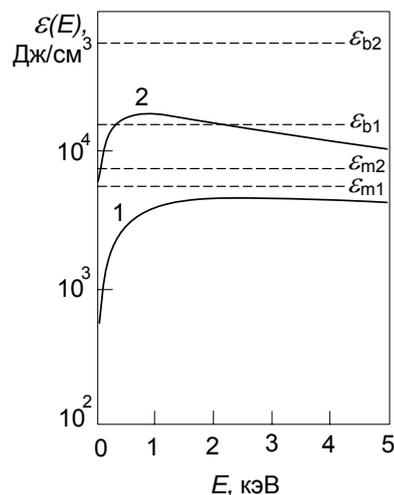


Рис. 3. Плотность тепловой энергии в НТП в кристаллическом (кривая 1) и аморфном (кривая 2) железе в зависимости от энергии ядра отдачи

В кристаллическом железе плотность энергии в пиках существенно ниже и не достигает величины  $\varepsilon_{m1}$ , необходимой для начала плавления. При вычислении начальной температуры перегрева  $\Delta T(E) = \eta(E)E / (\rho CV(E))$  в НТП в кристаллическом железе принималось, что теплоемкость  $C$  железа слабо зависит от температуры в диапазоне от комнатной до температуры плавления. Здесь  $V = 4\pi R^3/3$  – объем НТП,  $\rho$  – средняя массовая плотность твердого железа.

#### Уравнения термоакустики

Импульсный нагрев и тепловое расширение вещества в НТП приводит к образованию переменных напряжений  $\geq 1$  ГПа, влияющих на образование и миграцию дефектов, на скорость

структурных переходов и способных вызвать деструкцию материала в окрестностях пика. Для нахождения амплитуды напряжений решалась задача о возбуждении термоакустического импульса сферически-симметричным тепловым источником в безграничном однородном изотропном упругом пространстве. Амплитуда термоакустического смещения  $\vec{u}(\vec{r}, t)$ , являющаяся чисто продольной волной, представима в виде  $\vec{u}(\vec{r}, t) = \partial\Psi(\vec{r}, t)/\partial\vec{r}$ , где потенциал акустических смещений  $\Psi(\vec{r}, t)$  находится из решения системы уравнений термоакустики (см., например, [3,4]). В силу того, что между характерными временами термализации  $\tau$ , формирования акустического импульса  $\tau_s = \tau + 2R_1/s$  и остывания пика  $\tau_T = R_1^2/4\kappa$  выполняются неравенства  $\tau \ll \tau_s \ll \tau_T$ , можно считать процесс теплопередачи медленным по сравнению с формированием термоакустического импульса и пренебречь им при расчете амплитуды акустического импульса. При этом волновое уравнение для потенциала смещений приобретает вид [3, 4]:

$$\frac{\partial^2\Psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - s^2\Delta\Psi(\vec{r}, t) = -\frac{\Gamma}{\rho}\varepsilon(\vec{r}, t) \quad (5)$$

с нулевыми начальными условиями. Здесь  $\Gamma$  - коэффициент генерации (параметр Грюнайзена),  $s$  - продольная скорость звука вещества мишени.

Волновое уравнение (5) приведено для случая, когда параметр Грюнайзена является константой. Если коэффициент генерации зависит от плотности поглощенной энергии и/или координат, в волновом уравнении необходимо произвести замену [3]:

$$\Gamma\varepsilon(\vec{r}, t) \rightarrow \int_0^{\varepsilon(\vec{r}, t)} \Gamma(\vec{r}, \varepsilon) d\varepsilon.$$

Так, в случае пика, в котором возможно плавление вещества (аморфное или нанокристаллическое железо), выражение для коэффициента генерации приобретает вид:

$$\Gamma(\varepsilon) = \begin{cases} \Gamma_s, & \varepsilon < \varepsilon_{m1}; \\ \Gamma_m, & \varepsilon_{m1} \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{m2}; \\ \Gamma_s, & \varepsilon_{m2} < \varepsilon. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $\Gamma_s$  и  $\Gamma_l$  - параметры Грюнайзена материала пика в твердом и жидком состояниях соответственно;  $\Gamma_m = \zeta K_l / (q_m \rho_l)$  - эффективный коэффициент генерации вследствие теплового расширения материала при плавлении;  $\zeta$  - удельное изменение объема вещества при плавлении;  $q_m$  - теплота плавления;  $K_l$  и  $\rho_l$  - соответственно модуль всестороннего сжатия и плотность в жидкой фазе. Оценки показывают, что коэффициент генерации  $\Gamma_m$  может значительно превосходить по величине параметры Грюнайзена  $\Gamma_s$  и  $\Gamma_l$ . Это должно приводить к генерации особенно мощных термоакустических импульсов

пиками, в которых происходит плавление вещества.

В дальнейшем ограничимся исследованием динамических напряжений в пиках ядер отдачи в кристаллическом железе, в которых перегревные температуры недостаточны для плавления, и можно положить  $\Gamma(\varepsilon) = \Gamma_s = \text{const}$ .

Решение уравнения (2) в безграничном пространстве задается известной формулой Кирхгофа [8]:

$$\Psi(\vec{r}, t) = -\frac{\Gamma}{4\pi\rho s^2} \iiint \frac{\varepsilon\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{s}\right)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dx' dy' dz', \quad (7)$$

где  $\vec{r}$  - радиус-вектор из центра теплового поля в точку наблюдения. Интеграл берется по области  $|\vec{r} - \vec{r}'| \leq st$ .

Радиальная компонента тензора напряжений  $\sigma = -\sigma_{rr}$  связана с потенциалом  $\Psi$  уравнением

$$\sigma(a, b) = \frac{\rho s^2}{R^2} \left( -\frac{\partial^2\Psi}{\partial b^2} + \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \frac{1}{a} \frac{\partial\Psi}{\partial a} \right), \quad (8)$$

где использованы безразмерные переменные  $a = \frac{r}{R}$ ,

$b = \frac{st}{R}$ ;  $\nu$  - коэффициент Пуассона. Для моделирования плотности тепловых источников в пике использовалась гауссова аппроксимация

$$\varepsilon(r, t) = \frac{E\eta(E)}{(\sqrt{\pi}R)^3} e^{-\left(\frac{r}{0,7R}\right)^2} \left( 1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \right), \quad (9)$$

для которой решение (7) представимо в аналитическом виде [4].

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ВЫВОДЫ

Термоупругие напряжения, генерируемые НТП, включают в себя сферическую биполярную акустическую волну, расходящуюся из объема пика со скоростью звука, и (квази)статические напряжения, остающиеся в материале после ухода волны. Последние также изменяются во времени, но более медленно, следуя за изменением температуры в пике. На рис. 4 показана пространственная картина радиальных напряжений в окрестности пика иона  $\text{Fe}^+$  с энергией  $E = 3$  кэВ в кристаллическом железе в последовательные моменты времени:  $st/R = 0,3; 2,0; 4,0; 6,0$  (пунктирные кривые 1-4, соответственно). Сплошная кривая соответствует пику статических напряжений сжатия, остающихся после ухода волны. На рис. 5 приведена временная зависимость термоакустических напряжений в центре НТП ядра отдачи с энергией  $E = 3$  кэВ в кристаллическом железе.

Анализ решения показывает, что максимальное напряжение сжатия, генерируемое в НТП после установления температуры, определяется выражением  $p(E) \approx \Gamma_s \eta(E) E / V(E)$ .

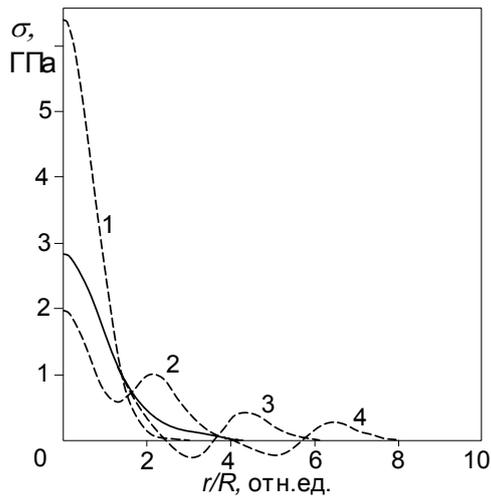


Рис. 4. Пространственное распределение термоакустических напряжений, создаваемых ядром отдачи с энергией  $E = 3$  кэВ в кристаллическом железе в последовательные моменты времени

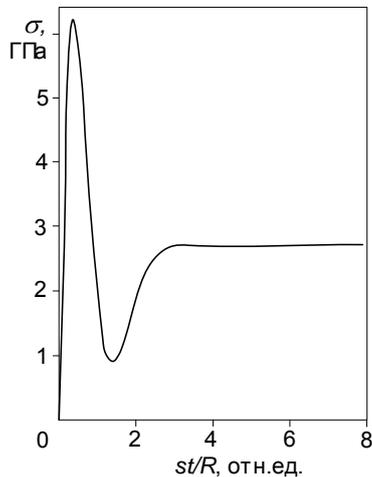


Рис. 5. Временная зависимость термоакустических напряжений в центре НТП, образуемого ядром отдачи с энергией  $E = 3$  кэВ в кристаллическом железе

После ухода акустической волны из объема пика напряжение в пике падает за время  $\sim 2R/s$  до величины статических напряжений:

$$\sigma_s = 2p(E)(1-2\nu)/3(1-\nu).$$

Как показывают расчеты, для кристаллического железа начальная температура перегрева  $\Delta T$  и давление  $p$  в НТП слабо зависят от энергии ПВА в диапазоне 1...5 кэВ и составляют соответственно  $\sim 1000$  К и  $\sim 6,2$  ГПа (рис. 6).

Знание температур и давлений в пиках, образуемых ядрами отдачи различных энергий, позволяет определить «положение» пиков на фазовой  $P, T$ -диаграмме железа (рис. 7) 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, 1000, 2000, 3000 и 5000 эВ соответственно.

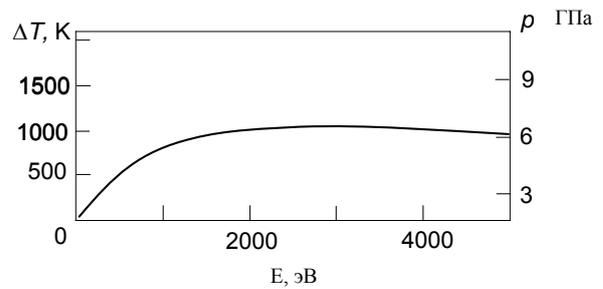


Рис. 6. Начальная температура перегрева  $\Delta T(E)$  и термоупругое давление  $p(E)$  в НТП, образуемом ядром отдачи с энергией  $E$  в кристаллическом железе

Из рисунка видно, что при комнатной температуре  $T_0 = 300$  К для ПВА с энергиями, большими 500 эВ, реализуются состояния, соответствующие  $\alpha \rightarrow \gamma$ -переходу, тогда как для ПВА с энергиями ниже 500 эВ, стабильным остается альфа-железо. Увеличение температуры облучения  $T_0$  существенным образом облегчает протекание процесса мартенситного перехода.

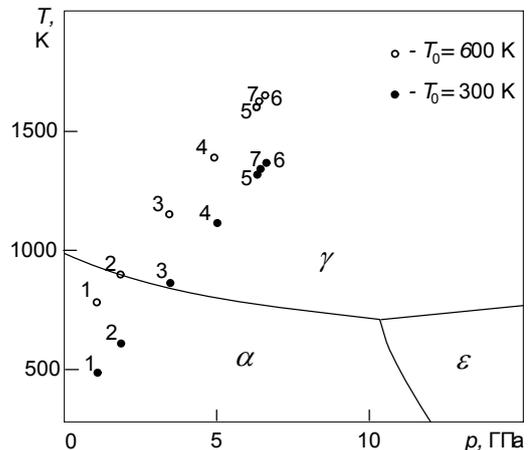


Рис. 7. Начальное «расположение» на фазовой диаграмме железа термоупругих пиков, создаваемых ядрами отдачи различных энергий в кристаллическом железе при двух различных температурах облучения  $T_0$

Так, при сравнительно невысоких рабочих температурах корпуса ВВЭР  $T_0 = 600$  К практически во всем диапазоне энергий ядер отдачи в пиках становится возможным переход в аустенитное состояние.

Таким образом, показано, что характеристики нелокального термоупругого пика определяются сортом и энергией ядра отдачи, порожденного нейтроном, а также структурой материала мишени (аморфная, кристаллическая).

Показана принципиальная возможность фазовых переходов различных видов в нелокальных термоупругих пиках ядер отдачи, возникающих в железе при облучении нейтронами малых и промежуточных энергий.

В аморфном и нанокристаллическом железе в пиках возможны обратимые фазовые переходы «твердое тело-жидкость» и «жидкость-пар»,

приводящие к генерации мощных импульсов напряжений, перекристаллизации, ускорению процессов переноса и т.п.

Показано, что в кристаллическом железе, характеризующемся значительно меньшими температурами в пиках ядер отдачи, становятся возможными  $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения под действием нейтронного излучения в низкоэнергетических каскадах смещений. С учетом результатов, полученных в работах [1, 2, 12], можно утверждать, что под действием реакторного излучения возможны два типа фазовых мартенситных превращений. Первый – квазистатистический, 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 двояка. Во-первых, такие нейтроны имеют наибольшие сечения образования продуктов ядерных реакций по сравнению с быстрыми и обладают наибольшей каскадной эффективностью в смысле выживания дефектов [9]. Во-вторых, 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 являются как прямые наблюдения структуры материала, подвергнутого длительному нейтронному облучению, так и результаты магнитных измерений [10, 11], демонстрирующих эффект размагничивания корпусов (ОЦК-решетка) под действием реакторного излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.Н. Лаптев, А.А. Пархоменко. О возможности образования мартенсита в аустенитных нержавеющей сталях под облучением // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика*

*радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2004, № 3, с. 31-40.

2. И.Н. Лаптев, А.А. Пархоменко, Л.С. Ожигов, В.В. Красильников. Развитие метода фазовых переходов для определения упругонапряженного 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. А.И. Kalinichenko, V.T. Lazurik, I.I. Zalyubovskiy. Introduction to Radiation Acoustics // *The Physics and Technology of Particle and Photon Beams*. Harwood Academic Publishers, 2001, v.9, 239 p.

4. А.И. Калиниченко, В.Е. Стрельницкий. Нелокальный термоупругий пик // *Физика и химия обработки материалов*. 2003, № 2, с. 5-10.

5. Н.А. Власов. *Нейтроны*. М.: «Наука», 1971, 551 с.

6. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *The stopping and range of ions in solids*. NY: Pergamon Press, 1996, 297 p.

7. А.И. Калиниченко, С.С. Перепелкин, В.Е. Стрельницкий // *Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля»*. 2007, в. 4(36), с. 39-47.

8. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. *Уравнения математической физики*. М.: «Наука», 1977, 736 с.

9. W.J. Phythian, R.E. Stoller, A.J.E. Foreman, et al. // *J. Nucl. Mater.* 1995, v.223, p. 245-261.

10. М.Б. Бакиров, Н.Ю. Забрусков. Разработка методики натурального безобразцового контроля механических свойств корпусных сталей магнитными методами // *Заводская лаборатория*. 2000, № 11, с. 35-44.

11. Э.С. Горкунов, А.П. Ничипурук, В.М. Сомова, В.И. Левит. О возможности контроля структурного состояния облученной корпусной стали 14X2НМФА магнитными методами // *Дефектоскопия*. 1993, № 7, с. 62-66.

12. И.Н. Лаптев, А.А. Пархоменко // *Настоящий журнал*, с. 8-14.

Статья поступила в редакцию 22.12.2009 г.

## ФАЗОВІ ПЕРЕТВОРЕННЯ В ТЕРМОПРУЖНИХ ПІКАХ В ЗАЛІЗІ

*О.І. Калініченко, І.М. Лаптев, О.О. Пархоменко, В.Є. Стрельницький*

Модель нелокального термопружного піка низькоенергетичного іона була вперше застосована для аналізу процесів радіаційних ушкоджень, які відбуваються у кристалічному й аморфному залізі під дією нейтронного опромінення. Проаналізовано залежності від енергії первинно вибитого атома температур і механічних напруг, що виникають поблизу каскадів зсувів з енергією до  $\sim 7$  кеВ. Показано можливість мартенситних фазових перетворень, а також плавлення і кипіння речовини в піках, утворених ядрами віддачі при нейтронному розсіюванні.

## PHASE TRANSFORMATIONS IN THERMOELASTIC PEAKS IN IRON

*A.I. Kalinichenko, I.N. Laptev, A.A. Parkhomenko, V.E. Strel'nitskij*

For the first time the model of a nonlocal thermoelastic peak of a low-energy ion has been applied to analysis of processes of radiation damages occurring in crystalline and amorphous iron under neutron irradiation. Dependences on recoil energy of temperatures and mechanical stresses which arise near to cascades of displacements with energy up to  $\sim 7$  keV are analyzed. The opportunity of martensite transformations as well as melting and boiling of material in peaks that were formed by recoils at neutron scattering was shown.