ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И РАБОТОСПОСОБНОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ АКТИВНЫХ ЗОН ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Куликов И.С.

The structural analysis is considered. The future development in this field is discussed. The most important aims are to determine the correct stress-strain condition and strength of reactor elements.

В начале статьи хотелось бы выразить благодарность профессору А.В. Чигареву за оказываемую поддержку в развитии данного направления в Беларуси.

В настоящее время ядерная энергетика, по мнению многих специалистов, переживает ренессанс, потому что в обозримом будущем ей серьезной альтернативы нет в решении проблемы обеспечения энергией развивающегося мирового производства.

Сердцем любой ядерной энергетической установки является реактор, основа которого активная зона, состоящая из сборок тепловыделяющих элементов (твэлов).

Именно, надежность элементов активных зон определяет во многом безопасную работу ядерной энергетической установки в целом. Не последнюю роль в этом вопросе играет корректное определение напряженно-деформированного состояния (НДС) элементов ядерных реакторов и последующая оценка их работоспособности на основе того или иного критерия.

На сегодняшний день решению задач НДС твэлов и чехлов тепловыделяющих сборок (ТВС) посвящено достаточно большое количество работ, выполненных главным образом с 1960 по 1990 годы на пике развития атомной энергетики. Обзор этих исследований дан в монографиях [1-5]. В этих работах также изложены подходы к оценке прочности элементов активных зон ядерных реакторов. Тем не менее, по-прежнему остается достаточно проблем при определении НДС твэлов и чехлов ТВС, оценки их прочности и ресурса, учитывая, что до перегрузки, эти элементы должны работать 10000-15000 часов в жестких условиях неравномерного нагрева и облучения нейтронным потоком, который в значительной степени влияет на механические и теплофизические свойства материалов.

Пока не удалось доказать для внутриреакторных условий гипотезу несжимаемости материалов при определении мгновенных пластических деформаций и деформаций ползучести, т.е. еще не факт, что в условиях ядерного реактора можно считать, что $\varepsilon_{ii}^{p}=0$ и $\varepsilon_{ii}^{c}=0$ (i=1, 2, 3). Велика вероятность, что данные предположения будут выполняться не всегда. Это подтверждают некоторые экспериментальные данные по конструкционным материалам, полученные для условий ядерных реакторов на быстрых нейтронах. Эти результаты показали, что существует связь объемной деформации (радиационного распухания) с деформацией радиационной ползучести, протекающей в области низких температур (для нержавеющих сталей при 300-400 ^{o}С) и вызыванной главным образом воздействием быстрых нейтронов ($E>0{,}1$ МэВ), где E – энергия нейтронов. Кроме этого, в некоторых случаях перемещения точек деформируемого твердого тела могут быть достаточно большими в условиях ядерного реактора, например в аварийных ситуациях и при значительном радиационном распухании конструкционных материалов (10-20%). Следовательно, могут играть важную роль в уравнениях, связывающих деформации и перемещения, нелинейные члены. Пока во всех существующих на данный момент подходах к определению НДС элементов активных зон ядерных реакторов этот фактор не учитывается. Естественно, чтобы разрешить все эти проблемы, необходимо провести обширнейшие экспериментальные исследования механических свойств материалов, включая внутриреакторные испытания на растяжение-сжатие и ползучесть, с использованием специальных устройств для этого. Все это можно будет сделать с появлением современного исследовательского ядерного реактора в Беларуси, необходимость которого назрела в связи со строительством АЭС и подготовкой кадров для нее.

В данной статье попробуем учесть все вышеуказанные моменты, первоначально сделав следующие предположения.

1. Справедлив принцип аддитивности для деформаций различного происхождения.

2. Законы пластичности и ползучести, установленные на основе простейших одноосных испытаний, можно распространить на сложное напряженно-деформированное состояние.

Тогда напряженно-деформированное состояние изотропного твердого пространственного тела с декартовой системой координат x_1, x_2, x_3 (x_i, $i = 1, 2, 3$) и симметричным тензорам напряжений ($\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$) и деформаций ($\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$), где $i, j = 1, 2, 3$; перемещениями u_i ($i = 1, 2, 3$) для условий ядерного реактора в общем случае можно описать следующей системой уравнений

1. Уравнения равновесия

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}, \tag{1}$$

где F_i (i=1, 2, 3) – объемные силы, с – плотность материала, в общем случае зависящая от температуры и облучения.

2. Граничные условия

$$\sigma_{ij} l_j = P_i, \tag{2}$$

где $e_j = \cos\left(n^\wedge x_j\right)$ – направляющие косинусы внешней нормали $\bar{n}$ к поверхности тела, P_i – поверхностные силы (i=1, 2, 3), (j=1, 2, 3).

3. Связь перемещений и деформаций

$$\begin{gathered}
\varepsilon_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right)^2\right], \\
\varepsilon_{22} = \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right)^2\right], \\
\varepsilon_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)^2\right], \\
\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_1}\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1}\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right), \\
\varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_1}\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1}\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right), \\
\varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2}\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2}\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2}\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right).
\end{gathered} \tag{3}$$

Для линейной теории

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \tag{4}$$

$$i,j = 1, 2, 3.$$

4. Физические уравнения для нагретого изотропного и облучаемого нейтронным потоком тела.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{ij} - 3\nu\delta_{ij}\sigma\right] + \delta_{ij}\left(\varepsilon_{ij}^T + \varepsilon_{ij}^s\right) + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^c, \tag{5}$$

где $\sigma = \frac{1}{3}\sigma_{ij}$, д$_{ij}$ – символ Кронекера, E – модуль Юнга, $н$ – коэффициент Пуассона, ε_{ij}^T – деформации термического расширения, ε_{ij}^s – деформации радиационного распухания, ε_{ij}^p – мгновенные пластические деформации, ε_{ij}^c – деформации ползучести.

В предположении, что температурное поле и радиационное распухание являются заданными функциями $T(x_1, x_2, x_3, t)$ и $S[T(x_1, x_2, x_3, t)$, ц, $t]$, где ц – плотность потока нейтронов, t - время, объемные деформации можно определить следующим образом

$$\varepsilon_{ij}^T = \delta_{ij}\alpha T$$

$$\varepsilon_{ij}^s = \frac{1}{3}\delta_{ij}S, \tag{6}$$

где б – коэффициент линейного расширения.

В общем случае E, ν, α зависят от температуры и облучения нейтронным потоком, однако эта зависимость слабая и практически не сказывается на результатах расчетов НДС, т.е. можно без потери точности использовать их средние значения в конкретных диапазонах температур и флюенсов нейтронов, в которых работает рассматриваемый элемент конструкции.

При определении пластических деформаций предположим, что получена функция пластичности материала с учетом нагрева и облучения на основе внутриреакторных испытаний $\varepsilon_u^p = f(\sigma_u, T, \varphi, t)$, устанавливающим связь между интенсивностью пластических деформаций ε_u^p и интенсивности напряжений σ_u. Тогда можно записать.

$$\varepsilon_{ij}^p - \delta_{ij}\varepsilon^p = \frac{3}{2}\frac{\varepsilon_u^p}{\sigma_u}\left(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma\right), \tag{7}$$

где $\varepsilon_u^p = \sqrt{\frac{2}{3}e_{ij}^p e_{ij}^p}$, $\sigma_u = \sqrt{\frac{3}{2}s_{ij}s_{ij}}$, $e_{ij}^p = \varepsilon_{ij}^p - \delta_{ij}\varepsilon^p$, $s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma$, $\varepsilon^p = \frac{1}{3}\varepsilon_{ii}^p$, $\sigma = \frac{1}{3}\sigma_{ii}$.

В случае использовании теории течения условие течения можно задать в виде

$$f(\sigma_u, \varepsilon_u^p, T, \varphi, t) = 0. \tag{8}$$

Тогда уравнения (1) – (5) необходимо записать в дифференциальной форме:

$$\frac{\partial(d\sigma_{ij})}{\partial x_j} + dF_i = \rho\frac{\partial^2(du_i)}{\partial t^2}, \tag{9}$$

$$d\sigma_{ij}e_j = dP_i, \tag{10}$$

$$d\varepsilon_{11} = \frac{\partial(du_1)}{\partial x_1} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial(du_1)}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial(du_2)}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial(du_3)}{\partial x_1}\right)^2\right],$$

$$d\varepsilon_{22} = \frac{\partial(du_2)}{\partial x_2} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial(du_1)}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial(du_2)}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial(du_3)}{\partial x_2}\right)^2\right],$$

$$d\varepsilon_{33} = \frac{\partial(du_3)}{\partial x_3} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial(du_1)}{\partial x_3}\right)^2 + \left(\frac{\partial(du_2)}{\partial x_3}\right)^2 + \left(\frac{\partial(du_3)}{\partial x_3}\right)^2\right], \quad (11)$$

$$d\varepsilon_{12} = d\varepsilon_{21} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial(du_1)}{\partial x_2} + \frac{\partial(du_2)}{\partial x_1} + \frac{\partial(du_1)}{\partial x_1}\frac{\partial(du_1)}{\partial x_2} + \frac{\partial(du_2)}{\partial x_1}\frac{\partial(du_2)}{\partial x_2} + \frac{\partial(du_3)}{\partial x_1}\frac{\partial(du_3)}{\partial x_2}\right),$$

$$d\varepsilon_{13} = d\varepsilon_{31} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial(du_1)}{\partial x_3} + \frac{\partial(du_3)}{\partial x_1} + \frac{\partial(du_1)}{\partial x_1}\frac{\partial(du_1)}{\partial x_3} + \frac{\partial(du_2)}{\partial x_1}\frac{\partial(du_2)}{\partial x_3} + \frac{\partial(du_3)}{\partial x_1}\frac{\partial(du_3)}{\partial x_3}\right).$$

$$d\varepsilon_{23} = d\varepsilon_{32} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial(du_2)}{\partial x_3} + \frac{\partial(du_3)}{\partial x_2} + \frac{\partial(du_1)}{\partial x_2}\frac{\partial(du_1)}{\partial x_3} + \frac{\partial(du_2)}{\partial x_2}\frac{\partial(du_2)}{\partial x_3} + \frac{\partial(du_3)}{\partial x_2}\frac{\partial(du_3)}{\partial x_3}\right)$$

Для линейной теории:

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial(du_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(du_j)}{\partial x_i}\right), \quad (12)$$

i,j=1, 2, 3

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^T + d\varepsilon_{ij}^s + d\varepsilon_{ij}^p + d\varepsilon_{ij}^c, \quad (13)$$

где $d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^T + d\varepsilon_{ij}^s = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)d\sigma_{ij} - 3\nu\delta_{ij}d\sigma\right] + \delta_{ij}\left(\alpha dT + \frac{1}{3}ds\right)$, $d\sigma = \frac{1}{3}d\sigma_{ii}$, i,j=1, 2, 3.

Зависимость для определения приращений пластических деформаций можно записать в следующем виде:

$$de_{ij}^p = s_{ij}dF, \quad (14)$$

где dF – некоторая скалярная величина, одинаковая для всех направлений,

$de_{ij}^p = d\varepsilon_{ij}^p - \delta_{ij}d\varepsilon^p$, $d\varepsilon^p = \frac{1}{3}d\varepsilon_{ii}^p$, i,j=1, 2, 3.

С учетом условия течения (8)

$$dF = F_\sigma(\sigma_u, T, \phi, t)d\sigma_u + F_T(\sigma_u, T, \phi, t)dT + F_\phi(\sigma_u, T, \phi, t)d\Phi, \quad (15)$$

где $\Phi = \varphi t$ – флюенс нейтронов, t – время.

F_σ, F_T, F_φ условно можно назвать силовой, термической и радиационной функциями пластичности соответственно. Они могут быть определены различными способами. Варианты практического их определения предложены в [1, 2, 5].

$$F_\sigma = \frac{3}{2\sigma_u}\left(\frac{1}{E_K} - \frac{1}{E}\right), \quad (16)$$

где $E_K(\sigma_u, T, \varphi, t)$ – касательный модуль, который находится из набора кривых испытаний материала на растяжение при $T = T_1, T_2, T_3, \ldots, T_K$; $\Phi = \Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \ldots, \Phi_l$, т.е. испытания должны быть проведены $T = T_1$, $\Phi = \Phi_1$; $T = T_1$, $\Phi = \Phi_2$; $T = T_1$, $\Phi = \Phi_3$; …; $T = T_1$, $\Phi = \Phi_l$; $T = T_2$, $\Phi = \Phi_1$; …; $T = T_2$, $\Phi = \Phi_l$; …; $T = T_K$, $\Phi = \Phi_1$; …; $T = T_K$, $\Phi = \Phi_l$,

σ_u – переменная величина при всех испытаниях.

$$F_T = \frac{3}{2\sigma_u}\left(\beta + \frac{\sigma_u}{E^2}\frac{dE}{dT}\right), \quad (17)$$

в предположении, что $E = E(T)$, $\beta(\sigma_u, T, \varphi, t)$, определяется из набора кривых испытаний на растяжение
при $\sigma = \sigma_{u_1}$, $\sigma = \sigma_{u_2}$, ..., $\sigma = \sigma_{u_m}$;
$\Phi = \Phi_1$, $\Phi = \Phi_2$, …, $\Phi = \Phi_l$;
T – переменная величина при всех испытаниях.

$$F_\Phi = \frac{3}{2\sigma_u} I, \tag{18}$$

$I(\sigma_u, T, \varphi, t)$ определяется из набора кривых испытаний на растяжение
при $\sigma_u = \sigma_1$, $\sigma_u = \sigma_2$, ..., $\sigma_u = \sigma_m$;
$T = T_1$, $T = T_2$, …, $T = T_K$;
$\Phi = \varphi t$ – переменная величина при всех испытаниях.

Идеальным вариантом всех испытаний на растяжение является их проведение во внутриреакторных условиях.

Приращения деформаций ползучести могут быть определены из следующих соотношений:

$$de_{ij}^c = \dot{e}_{ij}^c dt, \tag{19}$$

где

$de_{ij}^c = d\varepsilon_{ij}^c - \delta_{ij} d\varepsilon^c$,

$\dot{e}_{ij}^c = \dot{\varepsilon}_{ij}^c - \delta_{ij}\dot{\varepsilon}^c$, $\quad \dot{\varepsilon}^c = \frac{1}{3}\dot{\varepsilon}_{ii}^c$,

$\dot{e}_{ij}^c = \frac{3}{2}\frac{\dot{\varepsilon}_u^c}{\sigma_u} S_{ij}$, $\quad i, j = 1,2,3$

$\dot{e}_{ij}^c$, S_{ij} – девиаторные составляющие скоростей деформаций ползучести и напряжений.

При определении приращений деформаций ползучести согласно соотношению (19) целесообразно использовать закон ползучести в форме теории течения или упрочнения:

$$\dot{\varepsilon}_u^c = f(\sigma_u, T, \phi, t) \text{ или } \dot{\varepsilon}_u^c = f(\sigma_u, T, \phi, \varepsilon_u^c). \tag{20}$$

С помощью физических уравнений (5), связи деформаций с перемещениями (3) или (4) и уравнений равновесия (1) можно получить систему нелинейных уравнений равновесия в перемещениях. В общем виде эти уравнения можно записать так

$$f_p\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_r \partial x_s}, \ \frac{\partial u_i}{\partial x_r}, \ \varepsilon_{ij}^p, \ \varepsilon_{ij}^c, \ T, \ S\right) + F_p = \rho\frac{\partial^2 u_p}{\partial t^2}, \quad i, j, p, r, s = 1,2,3 \tag{21}$$

Данная задача может быть решена одним из численных методов, предложенных в [5]. При использовании метода конечных разностей для решения системы дифференциальных уравнений в частных производных (21) или (22) целесообразно граничные условия (2) с помощью уравнений, связывающих перемещения и деформации (3), (4), и физических уравнений (5) выразить через перемещения $u_i (i = 1,2,3)$ и неупругие деформации ε_{ij}^T, ε_{ij}^S, ε_{ij}^P, ε_{ij}^C. Записав эти условия в виде конечных разностей мы таким образом замыкаем нелинейную систему разностных алгебраических уравнений, полученных из систем (21) или (22). Такой подход вполне оправдан имеющимся практическим опытом его использования для конкретных задач [5], поскольку сравнение с имеющимися аналитическими решениями простейших задач показало достаточно высокую точность.

Напряженно-деформированное состояние элементов активных зон ядерных реакторов является важнейшим фактором для оценки их работоспособности, но не единственным. Большая роль в этом вопросе отводится критериям прочности и долговечности оболочек твэлов и чехлов ТВС. Существует установившиеся точка зрения [1-3], что процесс разрушения имеет три этапа: а) скрытое разрушение, характеризующееся зарождением и развитием субмикроскопических трещин; б) медленный рост микроскопических и развитие магистральных трещин; в) критический рост трещин, характеризующийся их неустойчивостью и развитием со скоростью, близкой к скорости звука.

Необходимо признать, что чаще всего оболочка твэла теряет свою работоспособность задолго до начала третьей стадии разрушения, так как появление в ней очень небольшой сквозной трещины недопустимо в связи с возможным выходом радиоактивных продуктов деления, особенно газообразных, в теплоноситель. В этом случае следует признать целесообразным для определения момента разрушения суммирование длительных статических и усталостных повреждений. Такой подход дает возможность учесть изменение напряжений и деформаций в течение кампании ядерного реактора. При медленном изменении напряжений и температуры может быть использовано линейное суммирование повреждений [1, 2]:

$$\omega_\sigma = \int_0^t \frac{\sigma_э^m}{Д} dt, \tag{23}$$

где $\sigma_э$ – эквивалентное напряжение, R – газовая постоянная, $Д = Д_0 \exp(Q_\sigma / RT)$. Здесь m зависит от температуры и флюенса нейтронов; $Д_0$ и Q_σ зависят только от флюенса нейтронов.

В общем случае эквивалентные напряжения $\sigma_э$ можно определить как

$$\sigma_{y'} = \frac{3}{2}(1-\lambda)\sigma + \frac{1}{2}(1+\lambda)\sigma_и$$

$$\sigma_{y'} = \frac{3}{2}(1-\lambda)\sigma + \left[\frac{9}{4}(1-\lambda)^2\sigma^2 + \lambda^2\sigma_и^2\right]^{1/2}, \tag{24}$$

где λ – характеристика материала, зависящая от температуры и облучения.

Возможны и другие варианты определения $\sigma_э$, которые имеются в обширной литературе по вопросам разрушения.

Предположим, что время жизни элемента t_K, а время работы до замены элементов (перегрузки ТВС) τ_K. Тогда из условия разрушения $\omega_\sigma = 1$:

$$\int_0^{t_K} \frac{\sigma_{\acute{y}}^m}{\ddot{A}} dt = 1 \tag{25}$$

можно определить t_K и коэффициент запаса по времени:

$$K_t = t_K / \tau_K. \tag{26}$$

Обычно на основе имеющегося опыта K_t применяется не менее 10. Это связано с тем, что кривые длительной прочности для большинства реакторных материалов имеют пологий характер. Часто полезно использовать вместо коэффициента запаса по времени K_t коэффициент запаса по напряжениям K_σ. Согласно такому подходу эквивалентные напряжения $\sigma_э$ увеличиваются в K_σ раз в предположении, что разрушение произойдет в конце ресурса τ_K. Тогда можно получить выражение для K_σ [1, 2, 4]:

$$K_\sigma = \left[\int_0^{\tau_K} \frac{\sigma_э^m}{Д} dt\right]^{-1/m} \tag{27}$$

Иногда для определения работоспособности элементов активных зон, в особенности ядерных реакторов на быстрых нейтронах, в качестве критерия используется гипотеза квазистатических повреждений, вызванных мгновенными пластическими деформациями и деформациями ползучести [1-5]

$$\omega_\varepsilon = \int_0^{\varepsilon_u^H} \left(\varepsilon_B^H\right)^{-1} d\varepsilon_u^H, \tag{28}$$

где ε_B^H – запас пластичности материала, получаемый из статических испытаний с учетом дозы облучения образцов, $\varepsilon_u^H = \varepsilon_u^P + \varepsilon_u^C$ суммарная интенсивность неупругих механических деформаций.

В общем случае обобщенные уравнения для функций повреждаемости ω_σ и ω_ε будут иметь вид

$$\frac{d\omega_\sigma}{dt} = \varphi_1(\sigma_э, \ T, \ \Phi, \ \omega_\sigma, \ q_{\sigma i}),$$
$$\frac{d\omega_\varepsilon}{d\varepsilon_u^H} = \varphi_2(\varepsilon_u^H, \ T, \ \Phi, \ \omega_\varepsilon, \ q_{\varepsilon i}) \tag{29}$$

где $q_{\sigma i}$, $q_{\varepsilon i}$ – параметры повреждаемости (i=1, 2, …, N), изменяющиеся в процессе работы ядерного реактора, при этом:

$$dq_{\sigma i} = R_{1\sigma}^i d\sigma_э + R_{2\sigma}^i dT + R_{3\sigma}^i d\Phi + R_{4\sigma}^i dt,$$
$$dq_{\varepsilon i} = R_{1\varepsilon}^i d\varepsilon_u^H + R_{2\varepsilon}^i dT + R_{3\varepsilon}^i d\Phi + R_{4\varepsilon}^i dt, \tag{30}$$

где $R_{j\sigma}^i(\sigma_э, \ T, \ \Phi, \ t, \ q_{\sigma i})$, $R_{j\varepsilon}^i(\varepsilon_u^H, \ T, \ \Phi, \ q_{\varepsilon i})$, ($j$=1, 2, 3, 4; i=1, 2, …, N).

Вид функций φ_1, φ_2, $R_{j\sigma}^i$, $R_{j\varepsilon}^i$ должен быть установлен экспериментально для каждого конкретного материала на основе внутриреакторных испытаний. В первом приближении функции $R_{j\sigma}^i$, $R_{j\varepsilon}^i$ могут быть приняты линейными или степенными. Заметим также, что в начальный момент времени ω_ε, ω_σ, $q_{i\sigma}$, $q_{i\varepsilon}$ равны нулю.

При одновременном накоплении квазистатических и усталостных повреждений оценка работоспособности элементов активных зон ядерных реакторов должна проводиться на основе нелинейного суммирования функций квазистатической повреждаемости ω_σ или ω_ε и усталостных повреждений ω_y^σ:

$$\omega_\sigma^{n_1} + \omega_y^{n_2} = 1,$$
$$\omega_\varepsilon^{n_3} + \omega_y^{n_4} = 1, \tag{31}$$

где n_1, n_2, n_3, n_4 – реакторные эмпирические коэффициенты, которые, например, для нержавеющих сталей, могут быть приняты близкими к 0,5.

При использовании гипотезы линейного суммирования повреждений функция ω_y для многоцикловой усталости может быть определена как

$$\omega_y = \sum_{N=1}^{N_0} \frac{K_N}{K_{BN}}, \tag{32}$$

здесь K_N – число полуциклов теплосмен при определенной амплитуде напряжений или пластических деформаций и температур; K_{BN} – число полуциклов до разрушения на усталость с заданными амплитудами напряжений или пластических деформаций и температур; N – номер блока испытаний (набор одинаковых циклов), N_0 – количество блоков.

Все циклические испытания для элементов активных зон ядерных реакторов должны проводиться в условиях, максимально приближенных к рабочим по степени облучения, температурам, механическим нагрузкам, коррозионным процессам и т.д., т.е. лучше всего это делать в самом ядерном реакторе. Разумеется, существуют значительные технические и организационные трудности в реализации таких экспериментов, хотя при современном развитии измерительной техники и электроники это вполне реально сделать, по крайней мере, в исследовательском реакторе. В первом приближении можно ограничиться испытаниями на усталость образцов, предварительно облученных различными флюенсами нейтронов.

В целом можно заключить, что развитие атомной энергетики в Беларуси открывает значительные перспективы молодым ученым в области механики деформируемого твердого тела по созданию новых теорий определения НДС и разрушения твердых тел в экстремальных условиях, каковыми являются активные зоны ядерных реакторов. Эти перспективы могут значительно возрасти, если в Республике Беларусь будет построен и начнет функционировать современный исследовательский ядерный реактор, который позволит провести все необходимые эксперименты для дальнейшего развития механики деформируемого твердого тела и радиационного материаловедения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лихачев, Ю.Н. Прочность тепловыделяющих элементов ядерных реакторов / Ю.Н. Лихачев, В.Я. Пупко. – М.: Атомиздат, 1975. – 278 с.
2. Лихачев, Ю.Н. Методы расчета на прочность тепловыделяющих элементов ядерных реакторов / Ю.Н. Лихачев, В.Я. Пупко, В.В. Попов. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 88 с.
3. Тутнов, А.А. Методы расчета работоспособности элементов конструкций ядерных реакторов / А.А. Тутнов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 184 с.
4. Куликов, И.С. Прочность тепловыделяющих элементов быстрых газоохлаждаемых реакторов / И.С. Куликов, Б.Е. Тверковкин. – Минск: Наука и техника, 1984. – 104 с.
5. Куликов, И.С. Прочность элементов конструкций при облучении / И.С. Куликов, В.Б. Нестеренко, Б.Е. Тверковкин. – Минск: Наука и техника, 1990. – 144 с.

Поступила 18.11.11