

**ЭФФЕКТЫ ТЕПЛОВОГО УДАРА
В ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ**

Тепловыделение в импульсных реакторах на быстрых нейтронах самогасящего действия настолько интенсивно и происходит за столь короткое время, что расширение металла активной зоны из-за механической инерции отстает от роста температуры. Часть тепловой энергии импульса преобразуется в энергию осцилляции топлива. Вибрации столь значительны, что некоторые реакторы после вспышки мощности даже звенят. В шутку можно сказать, что ИРСД подобен колоколу высокого тона (частота вибраций — несколько килогерц); роль языка, иницирующего звон, выполняет бустер реактивности.

В пульсирующем топливе возникают механические напряжения, которые накладываются на термические напряжения, вызванные пространственной неоднородностью поля температур. Суммарные напряжения в интенсивных вспышках достигают больших значений, а иногда и превосходят предел прочности материала. Во многих случаях были зафиксированы поломки отдельных элементов реактора и даже разрушение реактора без возможности его ремонта.

Последовательные сжатия и расширения топлива продолжают, пока энергия колебаний не будет поглощена за счет внутреннего трения; обычно время затухания составляет несколько миллисекунд. После этого остаются лишь термические напряжения, обусловленные неравномерным нагревом, так как теплопередача за такое короткое время несущественна.

Эффекты теплового удара ощущаются и в реакторах периодического действия, когда нагрев топлива за импульс достигает нескольких десятков градусов.

**§ 3.1. КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ ЯВЛЕНИЙ
ТЕПЛОВОГО УДАРА. МЕТОДЫ АНАЛИЗА**

Возьмем свободный тонкий металлический стержень ограниченной длины L и нагреем его мгновенно на $T^\circ\text{C}$ (равномерно по длине). Длина стержня должна увеличиться на χTL , однако силы инерции препятствуют быстрому расширению. Значит, стержень в первый момент окажется как бы в сжатом

состоянии, и деформация будет равна $-\chi T$. Если стержень упругий, то в соответствии с законом Гука в нем появятся внутренние напряжения сжатия

$$\sigma_z = -E\chi T.$$

Однако на стержень никакие внешние силы не действуют, он подобен пружине, которую сжали, а затем быстро отпустили. При расширении стержень по инерции проскочит положение, соответствующее равновесной для температуры T_0 длине $L(1 + \chi T_0)$, и растянется на $u = 2\chi T_0 L$. Внутренние напряжения сжатия сменяются равными растягивающими напряжениями, и стержень начнет сжиматься. Так возникают осцилляции стержня, наведенные тепловым импульсом.

Для оценки периода осцилляций рассмотрим механическую модель стержня в виде пружины с сосредоточенной массой (точнее, пружины с массами на обоих концах). Тогда ее масса $m = L\rho/2$ (приведена к единице поперечного сечения), длина $l = L/2$, а жесткость $\hat{k} = 2E/L$. Период колебаний массы

$$T = 2\pi \sqrt{m/\hat{k}} = \pi L/c.$$

Здесь $c = \sqrt{E/\rho}$ — скорость распространения продольной звуковой волны в материале стержня. Энергия упруго сжатой пружины, очевидно, равна

$$E_{\text{упр}} = \frac{\hat{k} u_{\text{макс}}^2}{2} = \frac{2E\chi^2 T^2 L^2}{L \cdot 2^2} = \frac{E\chi^2 T^2 L}{4}.$$

Максимальную скорость частиц стержня-пружины получим, приравняв упругую энергию кинетической ($E_{\text{кин}} = mv^2/2$):

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{E\chi^2 T^2 L}{4}.$$

Отсюда

$$v = c\chi T. \tag{3.1}$$

Пусть теперь нагрев стержня происходит не мгновенно, а за время θ . Скорость удлинения стержня до равновесного значения без учета инерциальных сил равна, очевидно, $\chi TL/2\theta$. Следовательно, влиянием инерции можно пренебречь, когда выполняется неравенство

$$\chi TL/2\theta \ll c\chi T \quad \text{или} \quad \theta \gg L/2c. \tag{3.2}$$

Подставляя в соотношение (3.2) данные, характерные для ИРСД ($L \approx 20$ см, $c \approx 3 \cdot 10^5$ см/с, $\theta \approx 4 \cdot 10^{-5}$ с), можно убедиться, что оно не выполняется. Обычно длительность вспышки мощности в реакторе оказывается меньше или соизмеримой с периодом его собственных упругих продольных колебаний.

Используя и дальше модель стержня в виде пружины с сосредоточенной массой, получаем более детальное соотношение между инерциальными напряжениями и длительностью вспышки. Пусть нагрев стержня происходит по закону

$$T(t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t \leq 0; \\ \frac{T_0}{2} (1 - \cos pt), & \text{если } 0 \leq t \leq \frac{\pi}{p}; \\ T_0, & \text{если } t \geq \pi/p. \end{cases} \quad (3.2')$$

Здесь полная длительность импульса мощности реактора $\theta = \pi/p$, а энергия импульса равна T_0 .

Уравнение движения приведенной массы полустержня

$$m\ddot{u} + \hat{k}u - E\kappa T(t) = 0, \quad (3.3)$$

где u — отклонение массы от начального положения, а отрицательный член — сила, растягивающая пружину, эквивалентная внутреннему напряжению в стержне при нагреве.

Решение этого уравнения с начальными условиями $u=0$ и $\dot{u}=0$:

$$\frac{u}{u_0} = \begin{cases} \frac{1 - \cos pt}{2} + \frac{1}{2\left(\frac{\omega^2}{p^2} - 1\right)} (\cos \omega t - \cos pt) & \text{при } 0 < t < \frac{\pi}{p}; \\ 1 + \frac{1}{2\left(\frac{\omega^2}{p^2} - 1\right)} \left[\left(1 + \cos \frac{\omega\pi}{p}\right) \cos \omega \left(t - \frac{\pi}{p}\right) - \right. \\ \left. - \sin \frac{\omega\pi}{p} \sin \left(t - \frac{\pi}{p}\right) \right] & \text{при } t > \frac{\pi}{p}. \end{cases}$$

Здесь $u_0 = \kappa TL/2$ — статическое перемещение конца стержня;

$$\omega^2 = \hat{k}/m = 4E/\rho L^2, \quad \omega = 2c/L.$$

Напряжения в стержне равны сумме упругих сил и силы растяжения (положительное значение σ соответствует растяжению):

$$\sigma = \hat{k}u - E\kappa T(t).$$

Для отношения напряжения к напряжению при мгновенном нагреве $\sigma_0 = E\kappa T_c$ имеем

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \begin{cases} \frac{u}{u_0} - \frac{1 - \cos pt}{2} & \text{для } t < \frac{\pi}{p}; \\ \frac{u}{u_0} - 1 & \text{для } t > \frac{\pi}{p}. \end{cases}$$

На рис. 3.1 приведены зависимости σ/σ_0 и u/u_0 от времени при разных значениях $\omega/p = T_p/T_n$, где $T_p = 2\theta$, а $T_n = 2\pi/\omega$ — период собственных колебаний стержня. При изменении T_p/T_n

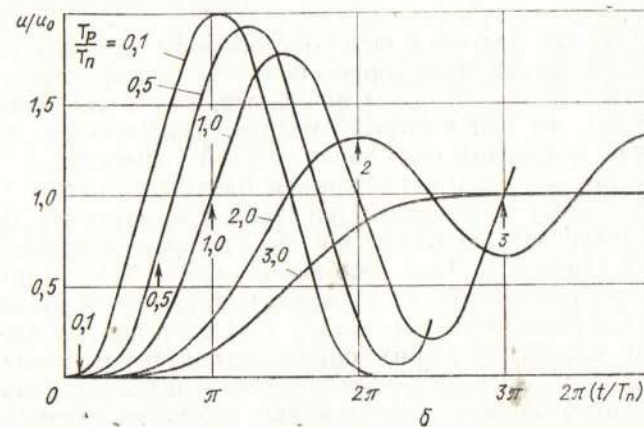
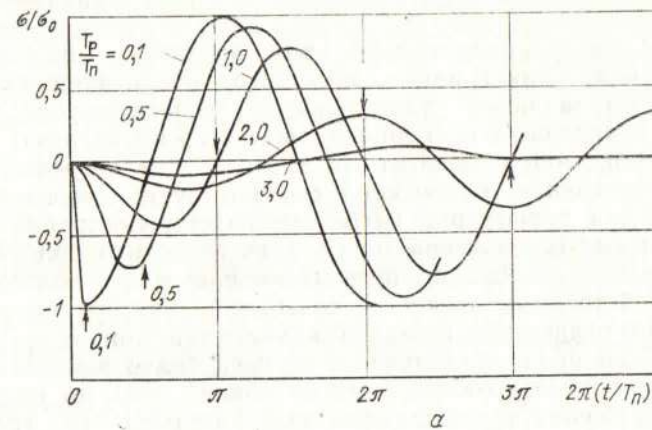


Рис. 3.1. Механические колебания реактора, возникающие в результате импульса мощности [2]:

a — изменение инерциальных напряжений во времени ($\sigma_0 = E\kappa T_0$); b — изменение размера реактора ($u_0 = \kappa T_0 R$) во времени (T_p/T_n — отношение ширины импульса тепловыделения к периоду собственных колебаний реактора); вертикальные стрелочки показывают конец импульса при соответствующем значении T_p/T_n

от 0 до 1 максимальные смещения и напряжения близки к соответствующим значениям для мгновенного нагрева. Пока длительность импульса не превышает периода собственных свободных колебаний стержня ($T_p/T_n \leq 2$), осцилляции размера

стержня и напряжений существуют. При $T_p/T_n=3$ смещения уже не превышают статического значения $\kappa TL/2$, а напряжения составляют менее 10% величины $E\kappa T_0$.

Теперь на основании этого простого анализа сформулируем основные положения, относящиеся к инерциальным эффектам.

1. В быстро нагреваемом теле возникают механические упругие колебания и напряжения, называемые *инерциальными*.

2. При заданной длительности тепловыделения инерциальные напряжения пропорциональны степени нагрева.

3. Напряжения зависят от длительности нагрева. Максимальное значение напряжения соответствует мгновенному нагреву и для равномерно нагреваемого стержня равно $E\kappa T$; в других телах напряжения могут быть несколько больше. Если длительность нагрева не превышает примерно половины периода собственных звуковых колебаний тела, то напряжения ненамного отличаются от максимального значения.

4. Если продолжительность нагрева более чем в 3 раза превышает период собственных колебаний тела, то инерциальные напряжения и осцилляции незначительны (в сравнении с напряжением при мгновенном нагреве такой же интенсивности).

До сих пор разговор шел о свободном стержне. Если же стержень одним из своих торцов покоится на жестком основании (или разделен на две части или более, вплотную касающиеся друг друга), то при быстром нагреве происходит отделение стержня от основания (или разлет частей стержня).

Упругая энергия, запасенная в быстро нагретом стержне, полностью (при мгновенном нагреве) или частично (при медленном нагреве) переходит в кинетическую энергию поступательного движения. Так, сжатая пружина, будучи прижата к массивному основанию и отпущена, подпрыгивает на некоторую высоту. Скорость поступательного движения центра масс стержня (или частей стержня) определяется соотношением (3.1).

Подробный анализ эффекта «прыгающих» стержней дан в разделе, относящемся к реакторам периодического действия. В ИРСД во избежание неупругого смещения все элементы реактора обычно жестко скреплены между собой.

До сих пор анализировалось явление теплового удара на грубой модели упругого стержня-пружины с сосредоточенной массой. В действительности динамика сплошной упругой среды с температурными градиентами описывается уравнением (2.25) (см., например, [1]), в решении которого появляются в общем случае волны разрежения и сжатия. Перемещаясь в теле, они создают сложную динамическую картину напряженного состояния.

Для иллюстрации процесса возникновения и распространения упругих волн вновь обратимся к тонкому металлическому

стержню (рис. 3.2). В нагретом до температуры T стержне в момент $t=0$ возникает напряжение сжатия, одинаковое всюду, кроме торцов, где оно равно 0 (см. рис. 3.2, эпюра 1). Вследствие градиента напряжения торцы начинают двигаться. Изменение плотности среды на торцах приводит к появлению градиента напряжения и движению частиц стержня, удаленных от торца (см. рис. 3.2, эпюры 2, 3). Фронт напряжения перемещается, таким образом, к центру стержня; скорость перемещения равна скорости звука в среде $c = \sqrt{E/\rho}$. Через время $t=L/2c$

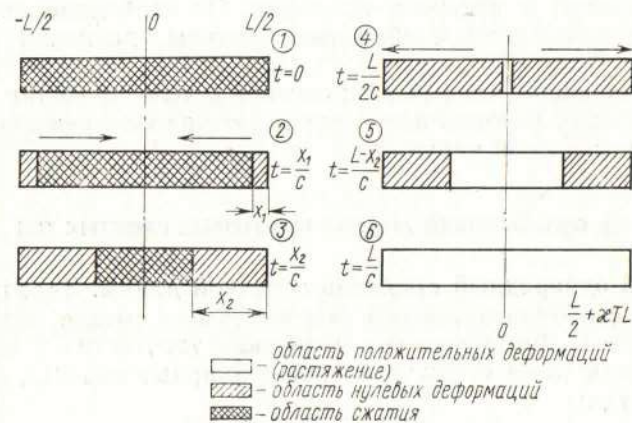


Рис. 3.2. Схема распространения волн упругих деформаций в стержне, подвергнутом быстрому нагреву в момент $t=0$

волны разрежения дойдут до центра стержня (см. рис. 3.2, эпюра 4); напряжение будет везде равно нулю, кроме центральной точки $x=0$, где вследствие сложения двух волн разрежения оно отрицательно. Центр становится источником новой волны разрежения, расходящейся к торцам. Эта волна через время L/c порождает волну сжатия на торцах стержня, так как градиент давления на фронте этой отраженной волны направлен к центру стержня. Это произойдет спустя время $t=L/c$ после температурного скачка; к этому моменту стержень предельно растянут. Проведя аналогичные рассуждения для волн сжатия, получим, что ко времени $t_n=2L/c$ стержень окажется в первоначальном (т. е. сжатом) состоянии. Таким образом, стержень осциллирует с периодом $2L/c$ (что отличается от полученного ранее значения $\pi L/c$ для модели пружины с сосредоточенной массой).

Проведенное рассуждение основано на так называемом *методе эквивалентных нагрузок*, впервые введенном Бёргрином [2]. Метод является геометрическим аналогом решения динамического уравнения упругости методом волн. Можно считать, что нагрев тела приводит к внутреннему давлению $p = E\kappa T(t)$; каждая точка, где есть градиент давления, становится источником волн разрежения или сжатия. Разрядка давления обычно начинается со свободных поверхностей тела и распространяется перпендикулярно к поверхности в глубь тела со скоростью звука. От абсолютно твердой поверхности волна отражается без поглощения; на границе раздела упругих сред волна частично отражается, а частично проходит. От свободной поверхности волна отражается с обратным знаком давления на ее фронте.

Анализ инерциальных напряжений в теле проводят одним из изложенных методов или с помощью прямого решения уравнения динамической упругости.

§ 3.2. ОДНОМЕРНЫЙ АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ПРОСТЫХ ТЕЛ

Тонкий однородный стержень конечной длины. Задача о колебаниях свободного тонкого стержня имеет точное аналитическое решение. Динамическое уравнение упругости в терминах перемещений точек стержня в осевом направлении $u(x, t)$ записывается так:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \kappa \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3.4)$$

Его решение ищется в виде

$$u(x, t) = f(ct - x) + g(ct + x) + F(x, t),$$

где $F(x, t)$ — частное решение, зависящее от неравномерности тепловыделения вдоль стержня, а f и g — прямая и обратная волны в стержне, сумма которых является общим решением однородного волнового уравнения.

Если температурный скачок записать в виде

$$T(x, t) = T_0 \left(\delta_0 \cos \frac{\pi x}{L} + \delta_a \right) T(t) \quad (3.5)$$

($x=0$ — центр стержня), то при начальных условиях $u(x, 0) = \dot{u}(x, 0) = 0$ и граничных условиях $\partial u / \partial x = \kappa T$ при $x = \pm L/2$ решение будет иметь такой вид [3]:

$$F(x, t) = \delta_0 \kappa c \sin \frac{\pi x}{L} \int_0^t \sin \frac{\pi c t'}{L} T(t-t') dt';$$

прямая волна:

$$f(z) = \begin{cases} 0, & -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2}; \\ -\kappa \delta_a T_0 \int_0^{z-L/2} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz', & \frac{L}{2} < z < \frac{3L}{2}; \\ g(z-L) - \kappa \delta_a T_0 \int_0^{z-L/2} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz', & \frac{3L}{2} < z; \end{cases} \quad (3.6)$$

обратная волна:

$$\begin{cases} 0, & -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2}; \\ g_1(z) = \kappa \delta_a T_0 \int_L^{z+L/2} T\left(\frac{z'-L}{c}\right) dz', & \frac{L}{2} < z < \frac{3L}{2}; \\ g_2(z) = g_1(z) - \kappa \delta_a T_0 \int_0^{z-3L/2} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz', & \frac{3L}{2} < z < \frac{5L}{2}; \\ g_3(z) = g_2(z) + \kappa \delta_a T_0 \int_L^{z-3L/2} T\left(\frac{z'-L}{c}\right) dz', & \frac{5L}{2} < z < \frac{7L}{2} \end{cases} \quad (3.6')$$

и т. д.

Напряжения вычисляются по формуле

$$\sigma(x, t) = E(\partial u / \partial x - \kappa T). \quad (3.7)$$

Ниже дается анализ решения.

Влияние длительности импульса тепловыделения на динамические напряжения. Чтобы исключить статические температурные напряжения, вызванные неравномерностью нагрева по длине стержня, которые, очевидно, не зависят от длительности импульса, положим $\delta_0 = 0$ и $\delta_a = 1$. Тогда нетрудно получить выражение для механических напряжений в центре стержня:

$$\frac{\sigma(0, t)}{E\kappa T_0} = \begin{cases} -T(t), & 0 < t < \frac{L}{2c}; \\ 2T\left(t - \frac{L}{2c}\right) - T(t), & \frac{L}{2c} < t < \frac{3L}{2c}; \\ 2T\left(t - \frac{L}{2c}\right) - 2T\left(t - \frac{3L}{2c}\right) - T(t), & \frac{3L}{2c} < t < \frac{5L}{2c}; \\ 2T\left(t - \frac{L}{2c}\right) - 2T\left(t - \frac{3L}{2c}\right) + 2T\left(t - \frac{5L}{2c}\right) - T(t), & \frac{5L}{2c} < t < \frac{7L}{2c}. \end{cases} \quad (3.8)$$

Очевидно, записанное выражение дает периодическую знакопеременную функцию времени для $t > \theta$. Если $\theta < L/c$, то при любой форме температурного скачка $T(t)$ максимальное значение напряжений в центре стержня равно $E\kappa T_0$ и достигается в интервале времени $[L/2c, 3L/2c]$. В этом интервале функция $2T(t - L/2c)$ имеет максимум, равный 2.

При $\theta > L/c$ максимальное значение напряжения σ_m убывает с ростом θ , но не монотонно. Интерференция упругих волн

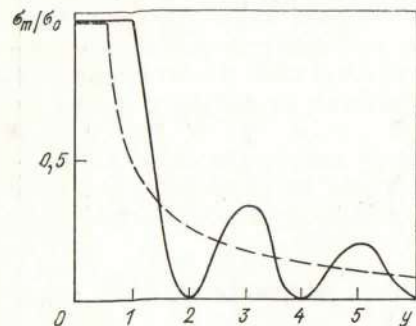


Рис. 3.3. Зависимость максимального значения динамических напряжений в стержне от длительности импульса тепловыделения $y = \theta c/L$ ($\sigma_0 = E\kappa T_0$): — — — — — максимальные напряжения сжатия во время импульса; — — — — — пиковые напряжения в свободных осцилляциях

вызывает появление максимумов и минимумов в зависимости $\sigma_m(\theta c/L)$. Для частного случая

$$T(t) = \begin{cases} t/\theta & \text{для } t < \theta; \\ 1 & \text{для } t > \theta \end{cases} \quad (3.8')$$

зависимость $\sigma_m(\theta c/L)$ приведена на рис. 3.3.

Напряжения сжатия при $t < \theta$ для $y = \theta c/L \geq 0,5$ определяются формулой $\sigma_1 = -(1/2y)E\kappa T_0$. Напряжение в пиках осцилляций после окончания импульса σ_2 , как уже говорилось, меняется не монотонно. При четных значениях y , начиная с $y = 2$, осцилляции стержня после окончания импульса вообще отсутствуют — волны сжатия и разрежения гасят друг друга. Максимумы σ_2 при нечетных y определяются соотношением $\sigma_2 = (1/y)E\kappa T_0$.

Влияние формы температурного скачка $T(t)$. Любая монотонная функция $T(t)$ в заданном интервале изменения аргумента θ имеет максимум производной $(dT/dt)_m$ больше, чем $1/\theta$. Поэтому единичный температурный скачок нелинейной формы в первом приближении аппроксимируется линейным нарастанием температуры за время $(dT/dt)_m^{-1} < \theta$. Согласно графику рис. 3.3 максимальные напряжения при $\theta < 2,5 L/c$ монотонно убывают с ростом θ ; следовательно для таких длительностей импульса тепловыделения нелинейность $T(t)$ увеличивает σ_m (естественно, без превышения величины $E\kappa T_0$).

Влияние неравномерности нагрева по длине стержня. Наличие зависимости $T(x, t)$ не только дает терми-

ческие напряжения из-за градиента температур вида $E\kappa[T(x) - T(0)]$, но и влияет на инерциальные напряжения вследствие появления дополнительных источников волн в каждой точке стержня, где $\partial T/\partial x$ отлична от нуля.

Рассмотрим случай предельно большой [в рамках приближения (3.5)] неравномерности тепловыделения $-\delta_a = 0$, $\delta_0 = \pi/2$. Тогда

$$T(x, t) = \frac{\pi}{2} T_0 \cos \frac{\pi x}{L} T(t), \quad (3.8'')$$

где T_0 — средний нагрев стержня. Так как $\delta_a = 0$, то и прямые и обратные волны исчезают [см. (3.6) и (3.6')] и смещения точек стержня $u(x, t)$ определяются выражением

$$u(x, t) = \kappa c \frac{\pi}{2} T_0 \sin \frac{\pi x}{L} \int_0^t \sin \frac{\pi c}{L} t' \cdot T(t - t') dt'. \quad (3.9)$$

Теперь для нормированных напряжений получим

$$\sigma_{II} = \frac{\sigma(x, t)}{E\kappa T_0} = \frac{\pi}{2} \cos \frac{\pi x}{L} \left[\frac{\pi c}{L} \int_0^t \sin \frac{\pi c}{L} t' \cdot T(t - t') dt' - T(t) \right]. \quad (3.10)$$

Для линейного скачка температуры [см. (3.8')] нормированные напряжения определяются таким соотношением:

$$\sigma_{II}(x, t) = \frac{\pi}{2} \cos \frac{\pi x}{L} \begin{cases} -\frac{1}{\pi y} \sin \frac{\pi c t}{L} & \text{для } t < \theta, \\ \frac{1}{\pi y} \left[\sin \frac{\pi c}{L} (t - \theta) - \sin \frac{\pi c t}{L} \right] & \text{для } t \geq \theta. \end{cases}$$

Анализируя это соотношение, нетрудно убедиться, что при $y < 1$ (короткий импульс) нормированные напряжения достигают максимального значения в процессе свободных осцилляций (при $t > \theta$), причем они больше, чем в случае равномерного нагрева. Для $y = 0$ (ступенчатый скачок температуры) максимальные динамические напряжения $\sigma_m = (\pi/2)E\kappa T_0$, где $\pi/2$ — коэффициент неравномерности тепловыделения в рассматриваемом примере. При длительном импульсе тепловыделения ($y > 1$) зависимость $\sigma_m(y)$ остается такой же, как и в случае равномерного нагрева стержня (см. рис. 3.3).

Случай сильно неравномерного тепловыделения, впервые рассмотренный в работе [3], имеет особенность, а именно: напряжения (и смещения точек) в стержне не образуют бегущей волны; все точки стержня осциллируют когерентно [см. (3.9)]. В смещении точек стержня разделяются пространственные и

временные переменные. Временная часть $u(x, t)$ в формуле (3.9) получена как решение следующего уравнения:

$$\ddot{\xi} + \frac{c^2 \pi^2}{L^2} \xi = \kappa c^2 \frac{\pi^2}{2L} T_0 T(t).$$

Это не что иное, как уравнение движения осциллятора с собственной частотой колебаний $\omega = \pi c/L$, упругостью $2E/L$, подвергаемого воздействию внешней силы κTE (масса осциллятора $m = 2E/\omega^2 L$). Следовательно, использование при качественном рассмотрении явления теплового удара модели осциллирующей пружины с массой вполне оправдано. Более того, температурная обратная связь по реактивности в реакторе с тепловыделением вида (3.8'') точно описывается моделью простого одночастотного осциллятора, которая рассмотрена в гл. 2 [ср. формулы (2.27') и (3.9)]. В реакторах без отражателя поле нейтронов действительно сильно неравномерно; возможно, это и есть одна из главных причин того, что простая модель когерентно колеблющегося стержня дает неплохие результаты при описании динамики пульсирующего реактора.

Оболочки сферические и цилиндрические. В сферических и цилиндрических оболочках при равномерном нагреве упругие волны не могут распространяться вдоль поверхности (вследствие симметрии тела). Если к тому же оболочки тонкие, то радиальные напряжения не играют существенной роли вследствие очень высоких собственных частот осцилляций. Колебания же оболочек по радиусу и осцилляции касательных напряжений будут, очевидно, когерентными для всех точек оболочки. Бёргрин [2] получил уравнения движения оболочек, подвергаемых быстрому нагреву, в виде (3.3), где $k/m = \omega^2 = E/\rho R^2$ для короткой цилиндрической оболочки и $\omega^2 = 2E/(1-\mu)\rho R^2$ — для сферической оболочки; μ — коэффициент Пуассона, $m = E/\omega^2 R$; R — радиус оболочки; u — изменение радиуса оболочки. Для бесконечно длинной цилиндрической оболочки можно использовать то же уравнение вида (3.3) с $\omega^2 = E/(1-\mu^2)\rho R^2$, но решение для $u(t)$ следует домножить на $(1+\mu)$.

Для касательных напряжений в короткой цилиндрической оболочке имеем

$$\sigma_n = \sigma/E\kappa T_0 = u/u_0 - T(t), \quad (3.10')$$

где $u(t)$ — решение уравнения (3.3); $T(t)$ — форма температурного скачка, а $u_0 = \kappa T_0 R$.

В сферической оболочке и в бесконечно длинной цилиндрической оболочке

$$\sigma_n = (1-\mu)\sigma/E\kappa T_0 = u/u_0 - T(t). \quad (3.10'')$$

Решение уравнения колебаний для произвольной формы температурного скачка есть

$$u(t) = \kappa T_0 R \omega \int_0^t T(t') \sin \omega(t-t') dt'. \quad (3.9')$$

Естественно, что приведенные ранее решения для колебаний стержня согласно уравнению (3.3) при форме температурного скачка $T(t) = (1 - \cos pt)/2$ годятся для сферических и цилиндрических оболочек (см. рис. 3.1, а, б), если ввести соответствующие множители $(1-\mu)$ или $(1+\mu)$.

Для формы температурного импульса вида (2.6'), который близок к реальному для самогасящего реактора, В. Ф. Колесов проинтегрировал уравнение (3.3) аналитически [4]. На стадии свободных колебаний после окончания импульса нормированное значение пика инерциальных напряжений для всех оболочек определяется выражением

$$\sigma_n = y\pi/shy\pi, \quad (3.11)$$

где $y = \omega/\alpha_0 = \omega\theta/3,52$.

В этом случае напряжения падают монотонно с увеличением y — отношения длительности импульса мощности реактора к периоду его собственных колебаний, в отличие от линейного или косинусоидального скачка температуры.

Шар. Динамическое уравнение термоупругости в сферической геометрии с угловой симметрией имеет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2u}{r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{1+\mu}{1-\mu} \kappa \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (3.12)$$

где $\frac{1}{c^2} = \frac{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}{E(1-\mu)}$.

Запишем для сферы начальные и граничные условия:

$$u(r, 0) = 0; \quad u(0, t) = 0; \quad \sigma_r(R, t) = 0,$$

и компоненты тензора напряжений:
радиальная

$$\sigma_{rr} = \rho c^2 \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\rho c^2 \mu}{1-\mu} \cdot \frac{u}{r} - \frac{E\kappa T(r, t)}{1-2\mu}, \quad (3.13)$$

касательные

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{rr} + \frac{E}{1+\mu} \left(\frac{u}{r} - \frac{\partial u}{\partial r} \right). \quad (3.13')$$

Решение для $u(r, t)$ получено в работе [2] методом гармонического анализа при $T(t)$ вида

$$T(t) = (T_0/2)(1 - \cos pt), \quad p = \pi/\theta. \quad (3.14)$$

Расширение сферы происходит подобно расширению оболочек; характер зависимости максимальной деформации от отношения длительности импульса нагрева к периоду первой гармоники собственных колебаний $T_1 = 2\pi/\omega_1$ ($\omega_1 = 2,668 c/R$) близок к той же зависимости для оболочек. Расчет В. Ф. Колесова по аналогичной методике показал, что существенное значение имеет только первая гармоника (круговая частота второй гармоники $\omega_2 = 6,092 c/R$) [5].

На поверхности сферы максимальные значения тангенциальных напряжений достигаются, как обычно, при $\theta = 0$ и равны

$$\sigma_{\Phi\Phi} = \frac{1}{1-\mu} E \kappa T_0, \quad \text{при } \theta/T_1 = 0,5 \quad \sigma_{\Phi\Phi} = \frac{0,6}{1-\mu} E \kappa T_0,$$

а при $\theta/T_1 = 2$ снижаются до 3% максимума.

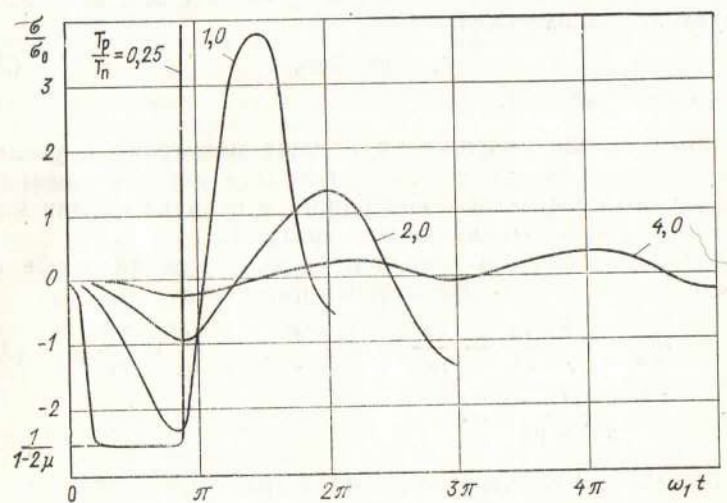


Рис. 3.4. Динамические напряжения в центре сферы [2] (см. пояснения к рис. 3.1)

В центре сферы картина напряжений совершенно другая (рис. 3.4). Для $\theta/T_1 < 0,5$ значение напряжений сжатия постоянно в интервале $[0, 0,85\pi]$ изменения $\omega_1 t$ и равно $E \kappa T_0 / (1 - 2\mu)$. Это объясняется тем, что волна разрежения еще не успевает к этому времени дойти до центра сферы. После этого напряжения меняют знак и становятся очень большими. Физически это означает фокусирование волн разрежения в центре сферы. При $\theta \rightarrow 0$ (мгновенный скачок температуры) напряжение стремится к бесконечности. Однако это не означает, что материал сферы должен разрушиться, ведь центральные напряжения изотропны и не дают смещающих деформаций. Существенное значе-

ние имеют лишь напряжения в некоторой окрестности центра. Начальные напряжения сжатия уменьшаются с ростом θ/T_1 почти так же, как это имеет место для стержней (см. рис. 3.3), а напряжения во время свободных осцилляций — быстрее и монотонно.

Сферический слой (полый шар). Для полого шара с внутренним и внешним радиусами R_1 и R_2 , нагреваемого по закону $T(r, t) = T_1(r) T_2(t)$, аналитическое решение, полученное с помощью разложения по собственным функциям, дано в работах [5; 6]. Полый шар в геометрическом смысле занимает промежуточное положение между сферической оболочкой и шаром. Поэтому для него с большим успехом применимо справедливое для однородного шара утверждение о том, что в осцилляциях существенна лишь первая гармоника.

Кольцеобразный диск. В работах [5, 6] приводится также решение динамического уравнения термоупругости для кольцеобразного диска:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} - \kappa(1 + \mu) \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (3.14')$$

где $c^2 = E / (1 - \mu^2) \rho$, с граничными условиями

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \mu \frac{u}{r} = \kappa(1 + \mu) T \Big|_{r=R_1}^{r=R_2}.$$

§ 3.3. РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КОНСТРУКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ РЕАКТОРА

Напряжения, возникающие в топливных элементах импульсного реактора, передаются на крепежные детали реактора и герметизирующие оболочки. Рассмотрим две наиболее распространенные схемы композиции твэлов в импульсном реакторе и методы расчета эффектов теплового удара.

Цилиндрический твэл в оболочке. Сердечник твэла может быть сплошным или сегментированным и характеризуется величинами E_1, S_1, c_1, L_1 , а оболочка — E_2, S_2, c_2, L_2 ; здесь S_i — площадь поперечного сечения.

Сердечник на жестком основании. Если оболочка твэла крепится на опорной плите в нижней части, то этот случай эквивалентен стержню на жесткой подставке (рис. 3.5, а).

При быстром нагреве стержня-сердечника подставка (и сам сердечник) получают механический импульс. Значение импульса нетрудно определить, рассматривая процесс распространения упругих волн вдоль стержня и отражения их от его концов (метод эквивалентных нагрузок).

При мгновенном нагреве конец стержня, покоящийся на основании, давит на него с силой $E \kappa T_0 S$ в течение времени L/c ,

пока волна разрежения идет от свободного конца до основания. После этого давление стержня на основание становится равным нулю, а скорость всех точек стержня одинаковой, равной $\kappa T_0 c$. Стержень отделяется от основания, получив импульс

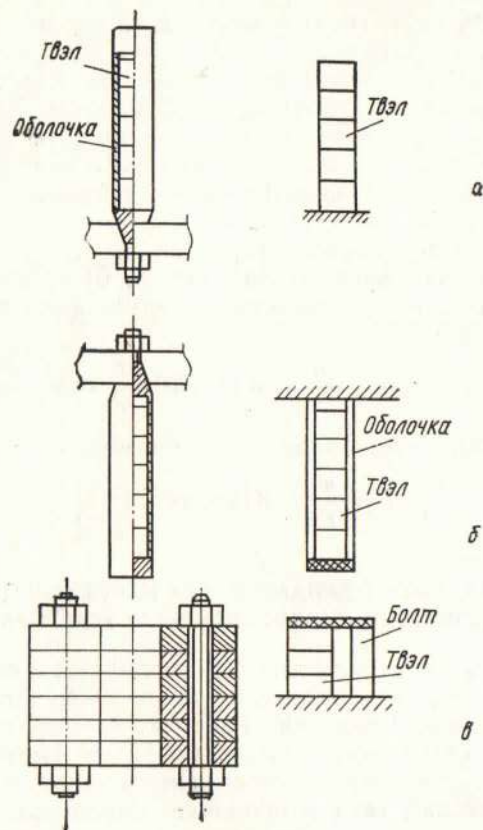


Рис. 3.5. Схемы крепления топливных элементов в реакторе:

а — твэл на жестком основании; б — твэл в оболочке, подвешенной сверху; в — твэлы скреплены болтами

$I = mv = \kappa T_0 c L S \rho = \kappa T_0 E L S / c$. Такой же результат получается, если рассматривать стержень как сжатую пружину с сосредоточенной массой. Равный импульс противоположного знака приобретает подставка.

При линейном характере нарастания температуры за время θ давление стержня на подставку изменяется по закону

$$\sigma_1 = \begin{cases} \kappa T_0 E t / \theta & \text{при } t < \theta; \\ \kappa T_0 E & \text{при } t > \theta. \end{cases}$$

Волна разрежения, фронт которой доходит до основания стержня через время $t = L/c$, уменьшает давление на величину

$$\sigma_2 = \begin{cases} \kappa T_0 E \frac{(t - L/c)}{\theta} & \text{при } \frac{L}{c} + \theta > t > \frac{L}{c}; \\ \kappa T_0 E & \text{при } t > \frac{L}{c} + \theta. \end{cases}$$

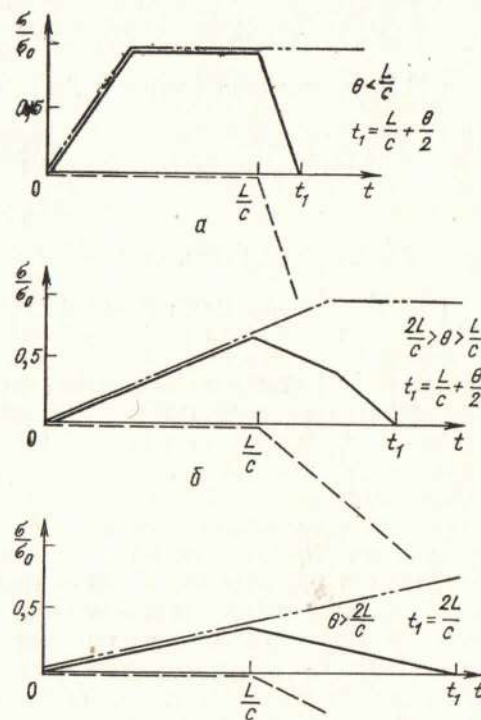


Рис. 3.6. Давление стержня на жесткую подставку при линейном характере нарастания температуры во времени в стержне $T = T_0 t / \theta$: — — — — — давление за счет нагрева; — — — — — сумма давлений в прямой и отраженной волне разрежения; — — — — — результирующее давление ($\sigma_0 = E \kappa T_0$)

Отраженная волна разрежения дополнительно уменьшает давление на такую же величину. Стержень отделится от основания в момент t_1 , когда результирующее давление станет равным нулю (рис. 3.6).

Механический импульс, получаемый стержнем и подставкой после их разделения,

$$I = S \int_0^{t_1} \sigma dt = I_0 \begin{cases} (1 - y/4) & \text{при } y \leq 2; \\ 1/y & \text{при } y \geq 2, \end{cases} \quad (3.15)$$

где $y = \theta c/L$, а $I_0 = \kappa E T_0 L S / c$ — импульс в случае мгновенного нагрева. Таким же образом можно найти импульс для произвольной формы температурного скачка $T(t)$.

При неравномерном по длине стержня поле тепловыделения импульс определяется следующим соотношением (получено В. Л. Ломидзе [3]):

для $T(x, t)$ в виде (3.5) и линейной функции $T(t)$

$$I = I_0 \begin{cases} 1 - \frac{y}{4} \left[\delta_a + \frac{4\delta_0}{\pi y} \left(\frac{1 - 2 \sin(\pi x/2)}{\pi x} \right) \right] & \text{для } y < 2; \\ 1/y & \text{для } y \geq 2, \end{cases} \quad (3.15')$$

а для $T(t)$ косинусоидальной формы и $y < 2$

$$I = I_0 \left(1 - \frac{\pi - 2}{2\pi} \delta_a y - \frac{\delta_0}{\pi} \left[1 + \frac{\cos(\pi y/2)}{y^2 - 1} \right] \right). \quad (3.16)$$

Из соотношения (3.15') следует, во-первых, что неравномерность нагрева сказывается на значении механического импульса только для быстрых температурных скачков ($0 < y < 1$) и, во-вторых, что поправка к импульсу невелика — выражение в квадратных скобках в формуле (3.15') изменяется в пределах от 1 до 0,725 при всех возможных значениях δ_a , δ_0 и y .

В сегментированном (состоящем из таблеток) сердечнике картина распространения упругих волн может оказаться сложнее, так как при разделении сегментов появляются дополнительные свободные поверхности, где возникают новые волны разрежения или сжатия. Сегментированный стержень аналогичен однородному, если он всюду сжат; растягивающие усилия, естественно, через поверхности раздела таблеток не передаются.

Графический анализ, проведенный Бёргрином [7], а также точное решение В. Л. Ломидзе [8] показывают, что механический импульс сегментированного стержня определяется теми же соотношениями (3.15') в случае линейной зависимости температуры от времени для произвольной пространственной формы тепловыделения.

Нетрудно также убедиться (предлагается читателю в качестве упражнения), что при однородном тепловыделении, произвольной форме температурного скачка $T(t)$ и $y < 2$ механический импульс стержня и подставки не зависит от того, сегментирован стержень или он однороден.

Расчет скоростей отдельных таблеток сердечника после их разделения выполнен в работах [8, 10].

Сердечник в упругой оболочке, подвешенной сверху (рис. 3.5, б). Пусть сердечник покоится на доньшке оболочки, нигде не касаясь ее цилиндрической поверхности. Для распространения упругих волн в системе стержень — оболочка решающую роль играет параметр $\gamma_{21} = S_2 E_2 c_1 / S_1 E_1 c_2$, называемый динамической жесткостью оболочки относительно сердечника. Случай очень жесткой оболочки ($\gamma_{21} \gg 1$) эквивалентен только что рассмотренному варианту стержня на жестком основании. При этом инерциальные напряжения в самой оболочке незначительны, но на опоры передается механический импульс.

Рассмотрим картину распространения упругих деформаций в системе сердечник — оболочка для произвольного значения жесткости оболочки γ_{21} на основе модели эквивалентных нагрузок. Пусть сердечник мгновенно нагрет на T_0 °С. На границе сердечника с оболочкой (на доньшке оболочки) возникнет градиент давления $E_1 \kappa T_0$, и упругие волны разрежения начнут перемещаться в глубину стержня и оболочки со скоростью звука. Деформация материала ϵ вблизи границы раздела сред будет определяться (рассматриваем схему рис. 3.5, б) отношением величины перемещения границы к глубине проникновения волн разрежения, иначе говоря, отношением скорости перемещения границы к скоростям звука в средах:

в сердечнике

$$\epsilon_1 = v_{гр} / c_1 - \kappa T_0; \quad (3.17)$$

в оболочке

$$\epsilon_2 = v_{гр} / c_2.$$

Из условия баланса упругих сил на границе (градиент давления должен быть равен нулю всюду, кроме фронта волны) определяется скорость перемещения границы $v_{гр}$:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 E_1 S_1 &= -\epsilon_2 E_2 S_2; \\ (v_{гр} / c_1 - \kappa T_0) E_1 S_1 &= -(v_{гр} / c_2) E_2 S_2; \\ v_{гр} &= \frac{E_1 \kappa T_0 S_1}{E_2 S_2 / c_2 + E_1 S_1 / c_1} = \frac{c_1 \kappa T_0}{1 + \gamma_{21}}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Сравнивая (3.18) с выражением (3.1) для скорости расширения свободного стержня, видим, что наличие опоры (оболочки) уменьшает скорость расширения сердечника в $1 + \gamma_{21}$ раз, где $\gamma_{21} = E_2 S_2 c_1 / E_1 S_1 c_2$ — жесткость оболочки по отношению к сердечнику. Обычно $\gamma_{21} < 1$.

Теперь можно вычислить напряжение в оболочке:

$$\sigma_2 = \epsilon_2 E_2 = E_2 \kappa T_0 c_1 / [(1 + \gamma_{21}) c_2]. \quad (3.19)$$

Импульс, полученный сердечником, пропорционален напряжению на торце сердечника, которое в случае конечного значения γ_{21} равно

$$\sigma_1 = \sigma_2 S_2 / S_1 = E_1 \kappa T_0 \gamma_{21} / (1 + \gamma_{21}).$$

Тогда механический импульс при опоре на оболочку с жесткостью γ равен

$$I(\gamma) = I(\infty) \frac{\sigma_1(\gamma)}{\sigma_1(\infty)} = I(\infty) \frac{\gamma}{\gamma + 1}, \quad (3.20)$$

где $I(\infty)$ — импульс, полученный сердечником при опоре на жесткую подставку: $I(\infty) = I_0$ [см. (3.15)]. Этот результат впервые был получен в работе [9]. В. Л. Ломидзе показал [3], что при произвольном γ и линейной зависимости тепловыделения от времени $T(t) = T_0 t / \theta$ (или произвольном виде $T(t)$, но однородном по длине сердечника тепловыделению и $y < 2$) импульс, получаемый оболочкой после отделения сердечника от доньшка, определяется тем же соотношением (3.20); $I(\infty) = I$ [см. (3.15)].

Для мягкой оболочки ($\gamma \ll 1$) механический импульс мал, однако становятся значительными инерциальные напряжения в оболочке (3.19). Согласно работе [3] пиковые значения инерциальных напряжений в оболочке рассчитываются по следующим формулам:

для линейного хода нарастания температуры ($y = \theta c_1 / L$)

$$\sigma_{2\text{макс}} = \frac{\kappa T_0 E_2 c_1}{(1 + \gamma_{21}) c_2} \begin{cases} \delta_a + \delta_0 \frac{\sin(\pi y / 2)}{\pi y / 2}, & 0 < y < 1; \\ 1/y, & y > 1, \end{cases} \quad (3.19')$$

для косинусоидальной формы температурного импульса, определяемого (3.14)* ($y = \pi c_1 / \rho L$)

$$\sigma_{2\text{макс}} = \frac{\kappa T_0 E_2 c_1}{(1 + \gamma_{21}) c_2} \begin{cases} \delta_a + \delta_0 \frac{\cos \pi y / 2}{1 - y^2}, & y < 1; \\ \frac{1}{2} \frac{\pi^2}{y^2}, & y \gg 1. \end{cases}$$

Напомним, что коэффициенты δ_a и δ_0 определяют пространственную форму кривой тепловыделения [см. (3.5)]; $\delta_a = 1$, $\delta_0 = 0$ — случай равномерного нагревания.

Сердечник на пружинной подвеске. Если сердечник твэла опирается на доньшко оболочки через пружину, то на оболочку передается лишь незначительная доля упругой

* При описании реального импульса нейтронов в реакторе косинусоидальной зависимостью следует иметь в виду, что в качестве ρ следует принять величину $\pi / 1,79 \theta_{1/2}$, где $\theta_{1/2}$ — действительная полуширина вспышки реактора.

энергии удара. Количественный анализ проведем, используя предыдущие результаты рассмотрения распространения упругих волн в системе сердечник — оболочка. Скорость передачи продольных упругих деформаций в пружине есть, очевидно,

$c_3 = \sqrt{\hat{k}/m}$, где \hat{k} — статическая жесткость единицы длины пружины (эквивалент величины ES для стержня); m — масса единицы длины пружины. Относительная деформация пружины при расширении сердечника, согласно формулам (3.17) и (3.18), равна

$$\epsilon_3 = c_1 \kappa T_0 / [c_3 (1 + \gamma_{31})],$$

где $\gamma_{31} = \hat{k} c_1 / E_1 S_1 c_3$ — относительная динамическая жесткость пружины и сердечника. Максимальная относительная деформация в оболочке, на которую сердечник давит через пружину:

$$\epsilon_2 = \frac{\epsilon_3 c_3}{c_2 (1 + \gamma_{23})} = \frac{c_1 \kappa T_0}{(1 + \gamma_{31}) (1 + \gamma_{23}) c_2}. \quad (3.21)$$

Так как динамическая жесткость пружины по отношению к сердечнику γ_{31} и к оболочке $\gamma_{32} = \hat{k} c_2 / E_2 S_2 c_3$ очень мала, то (3.21) можно упростить:

$$\epsilon_2 \approx \frac{c_1 \kappa T_0}{c_2} \gamma_{32}.$$

Теперь максимальные динамические напряжения в оболочке при наличии пружины запишутся в виде

$$\sigma_{2\text{пр}} = \epsilon_2 E_2 = E_2 \kappa T_0 \gamma_{32} c_1 / c_2. \quad (3.21')$$

Легко видеть, что эти напряжения во много раз меньше напряжений в оболочке при непосредственном контакте ее с сердечником твэла σ_2 , определяемых формулой (3.19):

$$\sigma_{2\text{пр}} / \sigma_2 = \gamma_{32} (1 + \gamma_{21}).$$

Для примера укажем, что при параметрах пружины $\hat{k} = 10 \text{ Н}$, $m = 1,0 \text{ г/см}$ и для стальной оболочки сечением 10 мм^2 динамическая жесткость пружины $\gamma_{32} = 0,0015$. Даже для пружины в десятки раз более жесткой и большей по массе γ_{32} все-таки много меньше 1.

Плотная посадка сердечника в оболочку. Это случай наиболее реальный, и в то же время наиболее трудный для анализа. Ограничимся приближенным рассмотрением. Может показаться на первый взгляд, что плотная посадка сердечника в оболочку без контакта его с доньшком оболочки должна снизить эффект теплового удара. Действительно, оболочка не получит механического импульса, если контакт сердечника и оболочки осуществляется только по боковой поверхности и причем симметричен относительно центра масс сердечника, а

продольные силы, возмущающие оболочку, не могут быть больше сил трения покоя между ней и сердечником. Но обеспечить на практике такую посадку, которая давала бы хороший контакт оболочки и сердечника при небольшой силе трения между ними, оказывается невозможно, если учесть импульсный характер тепловыделения в твэле.

Плотная посадка дает преимущества (более низкие значения динамических напряжений в оболочке) лишь в том случае, когда сила трения между оболочкой твэла и плотно посаженным в нее сердечником существенно меньше упругой силы, возникающей в оболочке, на доньшко которой опирается сердечник. Это условие запишем для мгновенного импульса тепловыделения:

$$\begin{aligned} \text{Сила трения} &\ll \text{Упругая сила} \\ \downarrow & \qquad \qquad \downarrow \\ P_n f_{\text{тр}} \pi d L &\ll \frac{E_2 \kappa T_0 \pi d \delta c_1}{(1 + \gamma) c_2}, \quad (3.22) \\ \text{или } P_n &\ll \frac{E_2 \kappa T_0 \delta c_1}{(1 + \gamma) f_{\text{тр}} L c_2}, \end{aligned}$$

где δ — толщина оболочки; P_n — нормальное давление сердечника на оболочку по боковой поверхности; $f_{\text{тр}}$ — коэффициент трения скольжения на боковой поверхности сердечник—оболочка; d и L — диаметр и длина сердечника.

Из-за импульсного характера тепловыделения температура сердечника значительно изменяется за каждую вспышку мощности в реакторе, в то время как температура оболочки не успевает измениться сразу же после импульса. В результате в соответствии с пульсацией температуры стержень расширяется, и давление его на оболочку также циклически изменяется. Условие статического равновесия упругих сил в оболочке и сердечнике дает для амплитуды изменения контактного давления следующую формулу:

$$\Delta P_n = \frac{\kappa T_0}{(d/2\delta + \mu_2)/E_2 + (1 - \mu_1)/E_1}. \quad (3.23)$$

Если до импульса $P_n = 0$, то давление сразу после импульса будет определяться формулой (3.23). Подставив (3.23) в неравенство (3.22), получим новое условие, при котором сила трения при движении сердечника, плотно посаженного в оболочку, меньше упругих сил, возникающих в оболочке, на доньшке которой сердечник свободно покоится:

$$\frac{d/2\delta + \mu_2}{E_2} + \frac{1 - \mu_1}{E_1} \gg \frac{(1 + \gamma_{21}) f_{\text{тр}} L c_2}{E_2 \delta c_1}. \quad (3.24)$$

Обычно $d/\delta \gg 1$ и $E_1 \leq E_2$. Тогда неравенство (3.24) редуцируется:

$$d \gg (1 + \gamma_{21}) f_{\text{тр}} L c_2 / c_1 \approx f_{\text{тр}} L,$$

или

$$f_{\text{тр}} \ll d/L. \quad (3.25)$$

Отношение диаметра сердечника к его длине обычно не более 0,1; в таком случае для выполнения неравенства (3.25) коэффициент трения скольжения должен быть порядка 0,01 и меньше. При трении металла по металлу без смазки $f_{\text{тр}}$ всегда больше 0,1. Значит, осциллирующий сердечник будет растягивать оболочку, как если бы он представлял с ней одно целое.

На основе выведенных ранее соотношений для однородного стержня (см. § 3.2) нетрудно получить максимальные напряжения в оболочке, если использовать усредненные упругие параметры:

$$\bar{E} = \frac{E_1 S_1 + E_2 S_2}{S_1 + S_2} = \frac{E_1 S_1}{S_1 + S_2} (1 + \gamma_{\text{ст}}),$$

где $\gamma_{\text{ст}}$ — статическая жесткость оболочки: $\gamma_{\text{ст}} = E_2 S_2 / E_1 S_1 = \gamma_{21} (c_2 / c_1)$;

$$\bar{c} = \sqrt{\bar{E} / \bar{\rho}}; \quad \bar{\rho} = \frac{\rho_1 S_1 + \rho_2 S_2}{S_1 + S_2}.$$

Приведем лишь окончательные результаты. При мгновенном нагреве максимальная продольная деформация оболочки $\varepsilon_2 = 2\kappa T_0 / (1 + \gamma_{\text{ст}})$, максимальное напряжение

$$\sigma_{2x} = 2E_2 \kappa T_0 / (1 + \gamma_{\text{ст}}). \quad (3.26)$$

При более медленном нагреве напряжения уменьшаются, но не до нуля, как в случае свободной посадки стержня в оболочку, а до половины значения, определяемого формулой (3.26):

$$\sigma_{2x} (y \rightarrow \infty) \rightarrow E_2 \kappa T_0 / (1 + \gamma_{\text{ст}}). \quad (3.27)$$

Это понятно, так как нагретый в результате вспышки сердечник расширяется вдоль и увлекает за собой оболочку независимо от инерции собственной и оболочки. Сравним осевые напряжения в оболочке [см. (3.26) и (3.27)] с осевыми инерционными напряжениями в оболочке в случае свободной посадки, определяемыми формулой (3.19). Заменяем в (3.19) динамическую жесткость γ_{21} ее выражением через $\gamma_{\text{ст}}$. Тогда вместо (3.19) получим

$$\sigma_2 = E_2 \kappa T_0 / (c_2 / c_1 + \gamma_{\text{ст}}). \quad (3.28)$$

Так как c_2 / c_1 обычно не менее 1 (и не более 3), то σ_{2x} из (3.26) всегда по крайней мере в два раза больше, чем σ_2 из (3.28)*.

* Напомним, что это справедливо всегда, кроме случая, когда $f_{\text{тр}} \ll d/L$.

Следует заметить, что при плотной посадке оболочка испытывает кольцевую деформацию из-за увеличения контактного давления при каждой вспышке [см. (3.23)]. Кольцевые напряжения в оболочке равны

$$\sigma_{\Phi_2} = \Delta P_n d / 2\delta \leq E_2 \kappa_1 T_0, \quad (3.29)$$

т. е. того же порядка, что и осевые напряжения.

До сих пор рассматривался плотный контакт сердечника и оболочки по всей поверхности. Если они контактируют в небольшой области (это ближе к реальной ситуации, так как сердечник или оболочка всегда имеют некоторую эллипсность в сечении, конусность по длине или изгиб), то расчет усложняется. Рассмотрим наиболее простой случай — контакт в двух местах, симметричных относительно центра сердечника, по боковой поверхности на длине l . В этом случае вместо условия (3.25) имеем

$$f_{\text{тр}} \ll d/2l, \quad (3.30)$$

которое выполняется при условии $2l < d$. Напомним, что неравенство (3.30) устанавливает условие слабого влияния продольных колебаний сердечника на оболочку. Кольцевые напряжения в оболочке из-за радиального расширения сердечника, конечно, остаются такими же, как и для плотной посадки по всей поверхности [см. (3.29)].

Если распределение контактного давления по боковой поверхности несимметрично относительно центра массы сердечника, то последний в результате температурного скачка получит механический импульс. После каждой вспышки реактора сердечник будет немного продвигаться в сторону более слабого контакта и рано или поздно достигнет пробки твэла. Поэтому данный случай эквивалентен стержню с контактом по торцу (см. § 3.2).

Топливные пластины, скрепленные болтами. Эквивалентная схема топливных пластин, скрепленных болтами, изображена на рис. 3.5, в. Во время импульса тепловыделения топливные пластины получают механический импульс, отталкиваясь друг от друга; кинетическая энергия движущихся со скоростью v_0 пластин преобразуется в потенциальную энергию растянутого болта, т. е.

$$(\rho_2 S_2 L / 2 + \rho_1 S_1 L / 2) v_0^2 = \sigma^2 S_2 L / 2 E_2,$$

где S_2 , S_1 — сечение болта и пластины соответственно, а ρ_2 и ρ_1 — плотности материала болта и пластины. Отсюда максимальные напряжения в болтах

$$\sigma = v_0 (\rho_1 E_2)^{1/2} (\rho_2 / \rho_1 + S_1 / S_2)^{1/2}. \quad (3.31)$$

Таким образом, напряжения зависят от скорости топливных пластин после их разделения. Расчет скорости был проведен в предыдущем разделе.

При быстром скачке температуры T_0 все пластины движутся с одинаковой скоростью $v_0 = c_1 \kappa_1 T_0$. Тогда

$$\sigma = (E_1 E_2)^{1/2} \kappa_1 T_0 (\rho_2 / \rho_1 + S_1 / S_2)^{1/2}. \quad (3.31')$$

Для линейной формы температурного скачка

$$v_0 = c \kappa T_0 \begin{cases} 1 - y/4, & 0 \leq y \leq 2; \\ 1/y, & y \geq 2, \end{cases} \quad (3.32)$$

где $y = 2\theta c/L$, а L — высота активной зоны.

Бёргрин [7] проанализировал точность приближенного соотношения (3.31) и показал, что оно дает весьма хорошие результаты при $S_2/S_1 \leq 0,4$, т. е. когда сечение топливной пластины, приходящееся на один болт, более чем в 2,5 раза превышает сечение болта.

Если $S_2 \ll S_1$, то механические напряжения в болте обратно пропорциональны его диаметру $d_{\text{гл}}$. Это относится к гладкой части болта; в резьбовой части, где минимальный диаметр $d_{\text{рез}} < d_{\text{гл}}$, напряжения выше и выразятся так:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{рез}} &= \sigma_{\text{гл}} \frac{d_{\text{гл}}^2}{d_{\text{рез}}^2} = \sqrt{E_1 E_2} \kappa_1 T_0 \frac{2 \sqrt{S_1}}{\sqrt{\pi d_{\text{гл}}^2}} \frac{d_{\text{гл}}^2}{d_{\text{рез}}^2} = \\ &= \sqrt{E_1 E_2} \kappa_1 T_0 2 \sqrt{\frac{S_1}{\pi}} \frac{d_{\text{гл}}}{d_{\text{рез}}^2}. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Для снижения напряжений в резьбовой части сечение гладкой части болта рекомендуется уменьшать до размера минимального сечения болта. В этом случае напряжения в болте при $S_2 \ll S_1$ равны

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{E_1 E_2} \kappa_1 T_0 \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} = \\ &= \sqrt{E_1 E_2} \kappa_1 T_0 2 \sqrt{\frac{S_1}{\pi}} \frac{1}{d_{\text{рез}}} \end{aligned} \quad (3.33')$$

и, следовательно, меньше в $d_{\text{гл}}/d_{\text{рез}}$ раз, чем в резьбовой части обычного болта.

§ 3.4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕШЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ТЕРМОУПРУГОСТИ

Для геометрических тел, в которых упругие волны могут распространяться более чем в одном направлении (цилиндр конечной высоты, ограниченная пластина и т. п.), или в слу-

чае сложной зависимости температуры от координат и времени численное решение динамических уравнений термоупругости рациональнее аналитического.

Чаще всего при расчете динамических напряжений в многомерных телах ограничиваются решением уравнения, записанного для расширения тела только в одном направлении. Такие уравнения имеют знакомый вид [см. (3.4) и (3.14)], но другие коэффициенты при члене, содержащем градиент температуры. Для цилиндра, осциллирующего только в радиальном направлении, вместо $\kappa(1+\mu)$ в уравнении (3.14) стоит коэффициент $\kappa(1+\mu)/(1-\mu)$; появляется отличная от нуля осевая составляющая тензора напряжений:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{rr} - \frac{E}{1+\mu} \frac{\partial u}{\partial r}; \quad (3.34)$$

$c^2 = \frac{E(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)\rho}$, а σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ определяются по-прежнему выражениями (3.13) и (3.13').

Для пластины и цилиндра, удлиняющихся по направлению оси x , уравнение упругости имеет вид (3.4) с коэффициентом при $\partial T/\partial x$ $\kappa' = \kappa(1+\mu)/(1-\mu)$ и скоростью звука $c^2 = E(1-\mu)/(1+\mu)(1-2\mu)\rho$. Составляющие тензора напряжений в этом случае равны

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= c^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{E\kappa T}{1-2\mu}; \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{yy} = \sigma_{xx} - \frac{E}{1+\mu} \frac{\partial u}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (3.35)$$

Метод численного решения одномерных нестационарных уравнений термоупругости обычен — использование конечно-разностного алгебраического аналога уравнений в частных производных.

Такой же метод можно применить и для анализа динамической упругости сложных систем, включающих и топливные, и конструкционные элементы. Например, если твэл в виде стержня заключен в оболочку, которая, в свою очередь, закреплена на опорной решетке, то совместное решение уравнений вида (3.4) для твэла, оболочки и решетки с подходящими условиями на границах сред дает удовлетворительные результаты.

Программа для численного расчета динамических деформаций в топливных дисках ИРСД в (r, z) геометрии была разработана Дж. Рошером*. Его алгоритм учитывает температурную зависимость свойств материала и может описывать не только упругое, но и вязко-упругое и пластичное поведение топлива.

* Reusher J. A. Analysis of Internal Heating Shock Effects in Reactor Fuel Elements. — «Nucl. Engng and Design», 1972, v. 18, p. 215.

Метод решения для цилиндра бесконечной длины подробно разработан С. И. Сердюковой [11].

Обсудим некоторые результаты численных расчетов, выполненных для твэлов реактора SPRII, представляющих собой круглые пластины с центральным отверстием [12, 13] (см.

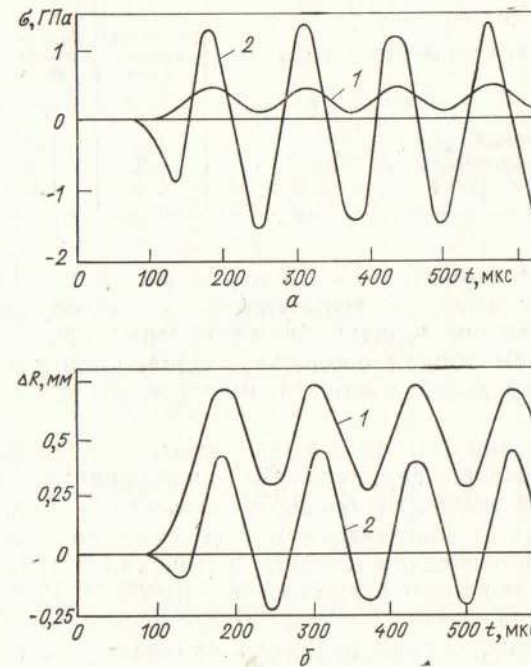


Рис. 3.7. Результаты одномерного расчета эффектов теплового удара в топливной пластине реактора SPR II для импульса $\Delta T = 420^\circ\text{C}$ и $\theta_{1/2} = 41$ мкс [14]:

a — тангенциальные напряжения (1 ГПа = 102 кгс/мм²); b — изменение радиуса. Кривые 1 относятся к внешней боковой поверхности пластины, кривые 2 — к поверхности центрального отверстия

рис. 1.2). Тангенциальные напряжения достигают максимальных значений на внутренней поверхности пластины (рис. 3.7, а); интересно, что в начале осцилляций размер центрального отверстия уменьшается (рис. 3.7, б); при медленном нагреве, очевидно, отверстие всегда увеличивается. В расчетах по SPRII было исследовано влияние формы импульса тепловыделения. Как уже отмечалось, более крутое нарастание температуры приводит к увеличению напряжений. Рассчитанные значения тангенциальных напряжений для трех видов функций $T(t)$ —

линейного, косинусоидального и $Q(t)$ по (2.6') [$Q(t)$ — энерговыделение в реакторе] даны в табл. 3.1.

Таблица 3.1
Нормированные значения пиковых напряжений
 $\sigma/E \times T_0$

Вид температурного скачка	Внутренняя поверхность	Наружная поверхность
Линейный, (3.8')	1,2	1,0
Косинусоидальный, (3.2')	3,2	1,2
$Q(t)$ по (2.6')	4,4	1,5

Сравнение данных табл. 3.1 с рис. 3.4 дает основания считать, что динамическая термоупругость цилиндрической пластины с отверстием гораздо ближе к термоупругости сплошной сферы, чем тонкой оболочке. Однако снижение напряжений в центральной части за счет отверстия все-таки заметно.

При использовании одномерных уравнений получают завышенные значения перемещений и напряжений, так как не учитывается снижение внутреннего давления в среде из-за расширения в других направлениях. Многомерные уравнения термоупругости значительно сложнее в решении и требуют заметных затрат машинного времени — в 10—20 раз больше, чем одномерные уравнения. Поэтому многомерные расчеты не нашли еще широкого применения на практике, тем более что тенденция к завышению напряжений в одномерных расчетах дает всегда желанный запас прочности материала.

§ 3.5. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕПЛОВЫМ УДАРАМ

Простые методы аналитических оценок (см. § 3.2 и 3.3) успешно используются в практике конструирования импульсных реакторов. Степень точности этих приближений была оценена для твэлов реактора APRFR (рис. 3.8). Рассчитаны и измерены тангенциальные напряжения на внешней поверхности топливной пластины. Завышение в 1,5—2 раза, которое дает формула (3.10'), происходит из-за того, что не учитывается расширение пластины в осевом направлении. Формула (3.31) для напряжений в болтах, скрепляющих топливные пластины, дает погрешность не хуже 30% во всей области, где сохраняется упругость материала. Для энергии импульса более $(2,4 \div 2,6) 10^{17}$ делений материал топливных пластин стано-

вится пластичным, вследствие чего напряжение перестает быть линейной функцией энерговыделения во вспышке.

На реакторе ИБР в Дубне измерены динамические напряжения в стальной оболочке твэла после нейтронной вспышки энергией $\sim 10^{15}$ делений, что соответствует нагреву делящегося материала (плутония) в испытуемом твэле на 15° [15]. Сердечник твэла свободно покоился на доньшке оболочки, укрепленной в верхней части (см. рис. 3.5, б). Длина сердечника

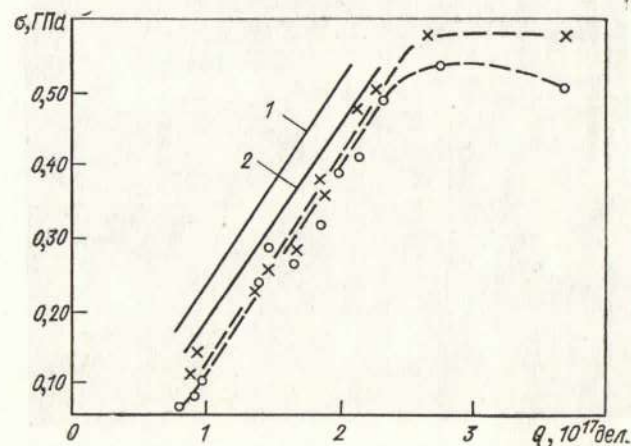


Рис. 3.8. Сравнение экспериментальных и аналитических пиковых значений динамических напряжений в реакторе APRFR [14]:

1 — рассчитанные по формуле (3.10') тангенциальные напряжения в твэле; 2 — рассчитанные по формуле (3.31) продольные напряжения в твэле; O — напряжения в твэле (эксперимент); X — напряжения в болтах (эксперимент)

была 125 мм; период собственных колебаний ($T_n = 2L/c = 150$ мкс) в несколько раз превышал длительность импульса мощности реактора (36 мкс). В этом случае максимальные инерциальные напряжения в оболочке в соответствии с (3.19') ($y < 1$) равны ~ 6 МПа*, что хорошо согласуется с измеренным значением ~ 5 МПа, если учесть плохое зрение термоупругих констант. Между прочим, динамические напряжения в стальной оболочке без топливного сердечника, помещенной в активную зону, оказались отличными от нуля: ~ 1 —2 МПа (рис. 3.9). По-видимому, источник этих напряжений — нагрев стальной оболочки мгновенными γ -квантами во время импульса

* 1 Па (паскаль) — единица измерения механического напряжения в системе СИ; 1 МПа (мегапаскаль) $\approx 0,1$ кгс/мм².

мощности. Затухание колебаний стальной оболочки твэла ИБР-30 происходило за 10 мс.

Наиболее полное и достоверное сравнение теоретических и экспериментальных данных было проведено при анализе реактора SPR II, топливные пластины которого представляют собой круглые диски с центральным отверстием. Размеры пластин: внешний диаметр — 205 мм, внутренний — 41 мм, толщи-

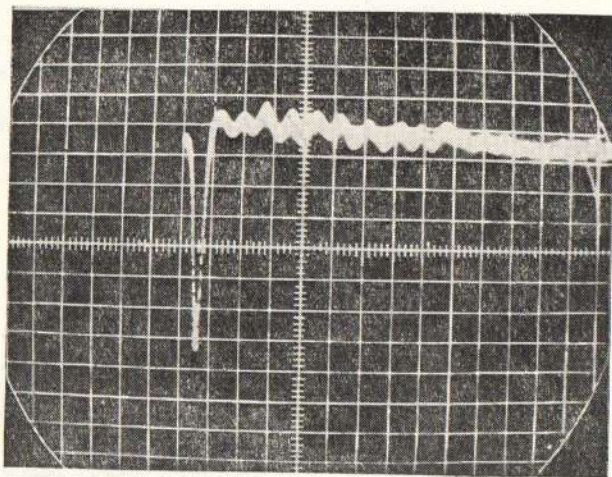


Рис. 3.9. Осциллограмма динамических напряжений в стальной оболочке цилиндрического твэла реактора ИБР-30 (выброс луча осциллографа вниз — наводка от импульса мощности на детектор напряжений)

на — 34 мм. Расчеты и эксперименты проводились [13, 14, 16, 17] в широком диапазоне изменения энерговыделения в импульсе (нагрев от 100 до 560°С); при этом длительность импульса изменялась в пределах от 100 до 32 мкс. Численные расчеты были выполнены как по одномерным уравнениям, так и для двумерной геометрии. Результаты приведены на рис. 3.10, 3.11 для радиальных смещений внешней и внутренней поверхностей топливной пластины. В расчетах форма импульса тепловыделения была представлена в виде (2.6'); учитывалась неравномерность тепловыделения вдоль радиуса пластины.

Сильное различие экспериментальных и расчетных данных в интервале 0—120 мкс (см. рис. 3.10) объясняется чувствительностью детекторов перемещения к импульсу излучения. Отсутствие на экспериментальной кривой высоких частот — следствие плохого разрешения измерительной схемы. Основная гармоника радиальных колебаний пластины имеет период

170—180 мкс как в эксперименте, так и в расчете для двумерной геометрии. Расчет для одномерной геометрии занижает период до 130 мкс. Максимальное радиальное расширение пластины (см. рис. 3.11) сильно завышается в последнем случае и лишь немного занижается для двумерной геометрии. Наибольшие различия наблюдаются в области центрального отверстия; расширение топлива на внутреннем радиусе пла-

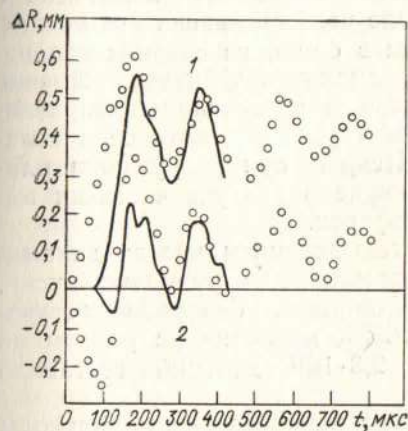


Рис. 3.10. Радиальное расширение топливной пластины реактора SPR II ($\Delta T = 509^\circ\text{C}$, $\theta_{1/2} = 38$ мкс):

○ — эксперимент; — — — расчет для двумерной геометрии; 1 — внешний радиус; 2 — радиус центрального отверстия

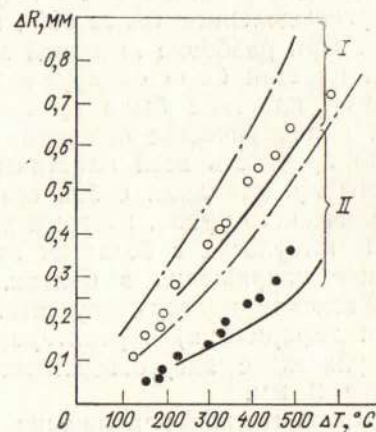


Рис. 3.11. Зависимость максимального радиального расширения топливной пластины реактора SPR II от энергии вспышки

I — внешний радиус; II — внутренний радиус; ○, ● — эксперимент; — · — — расчет для одномерной геометрии; — — — расчет для двумерной геометрии

стины увеличивается с ростом интенсивности вспышек быстрее, чем предсказывает теория. Возможно, здесь сказывается изменение свойств материала пластины при высоких температурах или в интенсивных радиационных полях*.

§ 3.6. О ПРОЧНОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ РЕАКТОРА В УСЛОВИЯХ ТЕПЛОвого УДАРА

Факторы, влияющие на прочность. Последствия теплового удара в импульсных реакторах на быстрых нейтронах имеют целый ряд внешних проявлений. Прежде всего, это растрескивание топливных пластин в местах наибольших напряжений.

* Дж. Рошер, приняв во внимание зависимость свойств урана от температуры, а также явления вязкости и пластичности, получил точное согласие расчета и эксперимента на реакторах SPR II и SPR III.

Характерный пример — разрушение топливных пластин реактора SPRII (см. рис. 1.2). Один из импульсов этого реактора с предельным энерговыделением ($\Delta T = 506^\circ \text{C}$) сопровождался сильным грохотом, похожим на выстрел из ружья, и снопом искр, вылетающих из активной зоны (наблюдались на экране телевизора) [18]. Внешний осмотр не выявил существенных деформаций или поломок механической части реактора. На реакторе в дальнейшем было получено несколько импульсов с энерговыделением более 600° , после чего проведена его инспекция. При разборке активной зоны в одной из средних топливных пластин была обнаружена радиальная трещина. Именно в этой пластине было просверлено в радиальном направлении цилиндрическое отверстие под термопару, которое и ослабило прочность всей пластины. Искры при разрушении пластины представляли собой сгорающие в воздухе частички металлического урана, который пирофорен.

В импульсах с большим энерговыделением иногда динамические напряжения в болтах, скрепляющих урановые диски, превосходят предел текучести. Удлинение болтов (пластическая деформация) в реакторе APRFR после цикла работы на импульсах с энерговыделением $2,3 \cdot 10^{17}$ делений составило более 2 мм.

Динамические напряжения могут передаваться на приводы регулирующих стержней, вызывая преждевременный износ или поломку зубьев шестерен, подшипников и т. д. При испытании APRFR на разрушение был замечен прогиб самих регулирующих стержней.

Воздействие циклических напряжений на материалы активной зоны импульсного реактора усугубляется при наличии коррозии. Очаги коррозии в металле являются источником развития микротрещин. Разрушение корродирующего материала в напряженном состоянии называется коррозионным растрескиванием. Сплавы урана с молибденом, наиболее широко применяемые в качестве топлива импульсных реакторов, весьма подвержены влиянию коррозионного растрескивания.

Впервые коррозионное растрескивание наблюдалось примерно 20 лет назад на образцах из сплава U с 10% Mo (по массе). Через сутки после изготовления образца в форме цилиндрического стержня методом холодной прокатки он растрескался, главным образом в осевом направлении. Еще один пример действия коррозионного растрескивания: после испытания реактора APRFR на импульсах интенсивностью выше проектной активная зона оказалась деформированной, и извлечение скрепляющих болтов из уран-молибденового сплава было затруднено. Когда же их удалось освободить, то они разрушились. Это примеры разрушения под влиянием совместного воздействия остаточных напряжений и атмосферной коррозии.

В зависимости от конкретной конструкции аппарата и режима работы ограничивать его мощность могут как динамические напряжения в топливе, так и напряжения в конструктивных деталях. Для ИРСД определяющими являются напряжения в топливных пластинах, так как всегда имеется больше возможности для улучшения прочностных характеристик болтов и опор реактора, чем для выбора типа топлива.

Циклический характер напряжения материалов в ИРСД не оказывает существенного влияния на их прочность ввиду небольшого числа циклов. Обычно полное количество вспышек порядка 1000. Для ИРПД, напротив, именно циклическая прочность является определяющей. При частоте следования импульсов, скажем, 50 Гц и времени работы реактора 1000 суток количество импульсов оказывается равным $4,3 \cdot 10^9$. Так как осцилляции твэла продолжают в течение некоторого времени после импульса мощности, то полное число циклов напряжения равно примерно 10^{11} .

ИРПД, проектируемые на значительную среднюю мощность, имеют тонкие цилиндрические твэлы в металлической оболочке. Прочность топливных сердечников не играет роли в этом случае; существенно лишь сохранение целостности оболочки.

Меры по смягчению тепловых ударов. Прежде всего рассмотрим возможности уменьшения инерциальных напряжений в топливе импульсного реактора, которые определяют, в первую очередь, последствия теплового удара. Эти напряжения пропорциональны комплексу $E\kappa T_0$. Подогрев топлива за время нейтронной вспышки $T_0 = Q_0 / c_p \rho V$, где c_p , ρ , V — теплоемкость, плотность и объем топлива. Значит, при заданном тепловыделении в единице объема топлива эффекты теплового удара чувствительны к параметрам ядерного материала реактора через их безразмерный комплекс $E\kappa / c_p \rho$ (табл. 3.2). К сожалению, обычно при проектировании реактора инженер-физик вынужден руководствоваться другими критериями при выборе ядерного топлива, например радиационной стойкостью,

Таблица 3.2

Приблизительные значения комплекса $E\kappa / c_p \rho$ для некоторых ядерных материалов при температуре T

Материал (сплав)	Pu (δ -фаза)	Pu(δ)+1%Ga	Pu (δ) + 4%Ce	PuO ₂	U(α)+1,5%Mo	U(γ) + 10%Mo
$E\kappa / c_p \rho$	-0,072	0,090	~0	0,26	0,70	0,30
T , °C	400	400	400	1500	500	500

теплофизическими свойствами, а также наличием опыта по использованию данного топлива, необходимо обеспечить отрицательный температурный коэффициент реактивности и т. д.; при возможности выбрать топливо с минимальным (или даже нулевым) значением параметра E_k/c_{pp} значительно облегчаются требования к циклической прочности элементов активной зоны.

1. Итак, первая мера по снижению эффектов теплового удара — *выбор топлива с подходящими характеристиками.*

2. Инерциальные напряжения в топливе зависят от формы тела и его размеров. Малые тела обладают меньшей механической инерцией, а поэтому в них меньше инерциальные напряжения. В шаре или цилиндре упругие волны фокусируются в центре тела, что приводит к значительным напряжениям. Наиболее разгруженными оказываются стержни и тонкие оболочки. При длине стержня $L < \theta c/6$ напряжения в топливе не превышают $0,1E_kT_0$. Поэтому загрузка цилиндрических твэлов короткими сегментами с развязкой между ними в виде дисков из мягкого неделяющегося материала или газового зазора может существенно снизить эффекты теплового удара. Сегменты топливных элементов могут даже находиться в контакте друг с другом, но, если площадь контактирующей поверхности намного меньше поперечного сечения твэла, упругая волна существенно ослабляется. Это использовано в реакторах SPRII и SPRIII, где топливные диски соприкасаются друг с другом только по небольшой площади, а в остальной части между ними сохраняется зазор для обеспечения свободного температурного расширения дисков (см. рис. 1.2). В результате этого нагрузки на болты снижаются; в формуле (3.31) для напряжений в болтах в качестве S_1 следует использовать только площадь контактирующих поверхностей тепловыделяющих дисков.

Таким образом, вторая мера по снижению теплового удара — *выбор подходящей формы и размеров твэлов.*

3. Наконец, *выравнивание нейтронного поля* в активной зоне реактора уменьшает максимальный нагрев топлива за импульс при сохранении интенсивности вспышки и, естественно, снижает инерциальные нагрузки. В ИРСД достижению этой цели способствует экспериментальная полость в центральной части активной зоны. Для реактора APRFR было подсчитано, что при наличии полости диаметром 5 см инерциальные напряжения в топливе в 1,3 раза меньше, чем в случае однородной активной зоны при одинаковом энерговыделении за вспышку.

Влияние неравномерности тепловыделения по длине цилиндрического твэла на инерциальные напряжения отчетливо демонстрируется формулой (3.19').

Выбор материала топлива, а также формы и размеров топливных сердечников обычно ограничен. Например, значительное уменьшение коэффициента температурного расширения приводит к снижению отрицательного мощностного эффекта реактивности и в итоге — к уменьшению устойчивости ИРПД. В ИРСД вообще недопустим чересчур малый температурный коэффициент реактивности; топливо с нулевым значением κ может использоваться, по-видимому, только в реакторах с отрицательным доплеровским коэффициентом реактивности.

Поэтому основное значение в борьбе с вредным влиянием тепловых ударов придается таким мерам, которые способствуют снижению напряжений в конструкционных деталях реактора, позволяя в то же время топливу расширяться и осциллировать.

4. Это, прежде всего, *закрепление осциллирующих деталей в местах, где динамические смещения минимальны* или вообще отсутствуют. Приведем два примера. Активная зона реактора Godiva IV, имеющая форму цилиндра, фиксируется в трех С-образных стальных скобах (рис. 3.12), каждая из которых охватывает реактор сверху и снизу. Вследствие симметрии в центральной горизонтальной плоскости отсутствуют смещения; крепление скоб к опорам реактора осуществлено в этой области, благодаря чему последние не подвергаются вибрациям. Другой пример. В реакторе VIPER сердечники цилиндрических твэлов подвешиваются к стальной оболочке в средней части (см. рис. 1.4). В этом случае колебания и расширение топлива ничем не ограничиваются, а в оболочке твэла и других деталях реактора динамические напряжения малы (остаются лишь эффекты, связанные с нагревом оболочки γ -квантами, и термические напряжения при остывании реактора). Подвесить сердечник в оболочке можно путем плотной его посадки в центральной части.

5. Радикальной мерой уменьшения инерциальных напряжений в оболочке цилиндрического твэла (а также при подвеске компактной активной зоны ИРСД на опорах) является *пружинная (рессорная) подвеска*. На оболочку твэла или опоры реактора передается в этом случае лишь малая доля энергии удара (см. § 3.3). Рессорные подвески успешно используются в ИРСД. Например, топливные пластины реактора Godiva IV (см. рис. 3.12) зажаты в С-образных опорах через стальное кольцо, специальная форма которого придает ему свойства пружины. При использовании в твэлах ИРПД пружинных подвесок появятся другие проблемы: усталость пружины и возможность колебаний сердечника на пружине с низкой частотой. Поэтому вопрос о целесообразности применения пружин в ИРПД с большой средней мощностью следует пока считать открытым.

6. В цилиндрическом твэле передача механического импульса на опорные конструкции реактора и их вибрации существенно уменьшаются также при *плотной посадке топливного сердечника в оболочку*. Для сегментированного сердечника, состоящего из таблеток длиной $l \ll \theta c$, этот вывод безус-

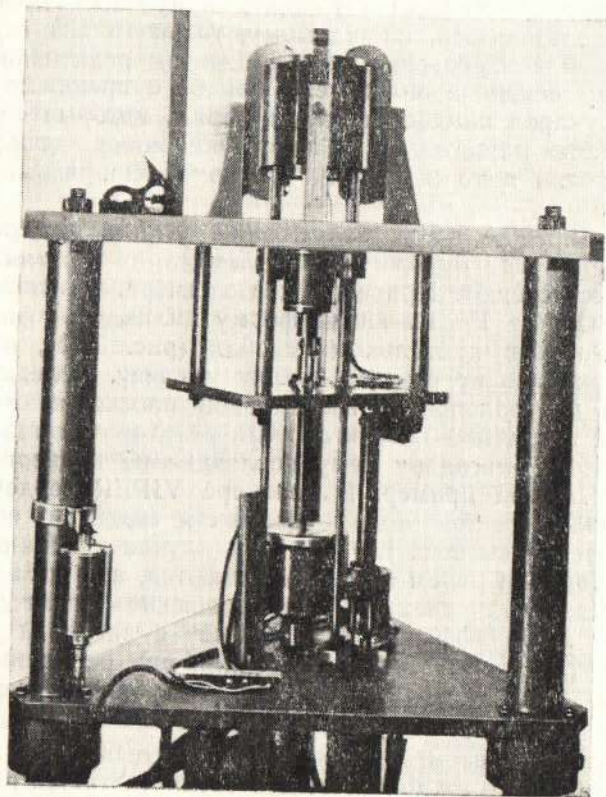


Рис. 3.12. Реактор Codiva IV. Активная часть, находящаяся выше верхней полки треножной опоры, состоит из урановых топливных дисков, скрепленных тремя С-образными скобами через пружинящее кольцо. Блок аварийной защиты находится в выведенном положении под верхней полкой

ловен; для сердечника однородного это верно только в случае симметричного распределения контактного давления по длине твэла. Следует иметь в виду, что плотная посадка не уменьшает напряжений в самой оболочке твэла (см. § 3.3).

7. Ряд инженерно-конструкторских мер, направленных на снижение инерциальных напряжений, непосредственно сле-

дует из формул теоретического анализа теплового удара. Например, увеличение отношения толщины оболочки к диаметру цилиндрического твэла увеличивает ее жесткость и ведет к снижению напряжений [см. (3.19)], уменьшению напряжений в болтах, скрепляющих топливные пластины, способствует уменьшению отношения поверхности пластины, приходящейся на один болт, к сечению болта [см. (3.3)]. Профилирование болта также ведет к снижению напряжений [см. (3.31')].

8. Ликвидация концентраторов напряжений как способ увеличения прочности приобретает особое значение для активных зон импульсных реакторов. Дело в том, что процесс разрушения при циклических нагрузках начинается с микротрещин, которые прежде всего возникают вблизи концентраторов напряжений. Пример тому — растрескивание топливных пластин SPR II — был приведен в начале данного параграфа. При модернизации реактора в пластинах была проделана щель в области больших напряжений (см. рис. 1.2), в результате чего при дальнейшей эксплуатации разрушений не наблюдалось. Демпфирующие и рессорные узлы необходимо устанавливать на пути распространения упругих волн деформации перед ответственными элементами, такими, как приводы стержней управления, детекторы нейтронов и т. д.

9. Повысить прочность конструкций импульсного реактора можно не только снижением амплитуды переменных инерциальных напряжений или квазистатических термоупругих, но и *уменьшением средних напряжений* (постоянной составляющей механических напряжений). Предел выносливости материала при циклическом нагружении зависит от постоянной составляющей цикла σ_0 [19]*. Если σ_0 близка к $\sigma_{вр}$ — пределу временной прочности, то материал разрушается даже при очень небольших циклических нагружениях; напротив, при $\sigma_0 = 0$ допустимая амплитуда цикла напряжений достаточно велика (обычно эта величина обозначается σ_{-1} , и ее значение приводится в справочниках). Это особенно существенно для ИРПД, в которых значительная средняя мощность предопределяет высокие статические напряжения за счет температурных перепадов и давления газа осколков деления.

10. И, наконец, нельзя забывать о коррозионном растрескивании. Так как за коррозию ответственны прежде всего кислород, а также водород и пары воды, то *помещение реактора в атмосферу сухого азота, углекислого или инертного газа* желательно, а в случае топлива из уран-молибденового сплава — необходимо.

* Предел выносливости зависит также от числа циклов нагружения N ; рассуждения в тексте относятся к какому-либо определенному значению N .