

ФЛУКТУАЦИИ В ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ

В импульсном реакторе имеются две причины флуктуаций интенсивности и формы вспышек. Это — стохастический характер процесса размножения нейтронов и флуктуации реактивности из-за изменения геометрии реактора (колебания твэлов, модуляторов реактивности и пр.). Первая сказывается при малой интенсивности источника нейтронов (при средней мощности реактора менее 10—100 Вт); механические колебания вызывают флуктуации вспышек на любом уровне мощности.

Флуктуации в импульсном реакторе обычно весьма значительны; они оказывают влияние на динамику ИРПД, процесс его регулирования и пуска, работу экспериментальной аппаратуры и разрешающую способность спектрометров по времени пролета. Поэтому анализ флуктуаций составляет важный раздел физики ИРПД.

§ 7.1. СТОХАСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ВСПЫШЕК

Флуктуации вспышек при $\epsilon_m < 0$. Пусть вспышка развивается при значении реактивности всюду меньше мгновенной критичности (точнее говоря, мы не включаем также узкую область $|\epsilon_m| < 10^{-3}$ около нуля, где уже несправедливо квазистатическое приближение, см. § 5.6). В каждом достаточно узком интервале Δt применима известная формула для дисперсии количества делений в этом интервале в подкритическом реакторе с источником интенсивностью S (см., например, [1])

$$DQ_{\Delta t} = \bar{Q}_{\Delta t}^2 \frac{\bar{\nu}\Gamma_2}{S\Delta t|\epsilon|} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\epsilon\Delta t/\tau)}{\epsilon\Delta t} \tau \right), \quad (7.1)$$

где $\Gamma_2 = \overline{\nu(\nu-1)}/\bar{\nu}^2 \approx 0,8$. Для $|\epsilon|\Delta t \gg \tau$ множитель в скобках равен 1. Тогда для относительной дисперсии получим следующее выражение:

$$\Delta_Q^2 = DQ/\bar{Q}^2 = \bar{\nu}\Gamma_2/S\Delta t|\epsilon|. \quad (7.2)$$

Корень квадратный из этого выражения дает среднеквадрати-

ческое отклонение количества делений в реакторе за время Δt в любой момент вспышки реактора (ϵ зависит от времени).

Можно приближенно оценить дисперсию энергии вспышки Q_{∞} . Для этого примем, что реактивность имеет постоянное значение $\epsilon = \epsilon_m$ в течение времени вспышки $\theta_{1/2}$. Тогда относительная дисперсия энергии вспышки

$$\Delta_{Q_{\infty}}^2 = \bar{\nu}\Gamma_2/S\theta_{1/2}|\epsilon_m|. \quad (7.3)$$

Длительность вспышки растет с увеличением абсолютного значения реактивности [см. (5.43)]; значит, разброс интенсивности вспышек в подкритическом реакторе тем меньше, чем глубже подкритичность реактора. Из соотношений (7.2) и (7.3) следует, что можно оценить абсолютное значение реактивности ИРПД в подкритическом состоянии, измеряя дисперсию энергии вспышки или части вспышки.

Разброс амплитуд импульсов мощности N_m получим, сделав предельный переход в формуле (7.1) при $\Delta t \rightarrow 0$ (так как $N(t) = dQ/dt$):

$$\Delta_N^2 = \bar{\nu}\Gamma_2/2S\tau. \quad (7.4)$$

Очевидно, это соотношение применимо не только к амплитуде вспышки, но и к мгновенной мощности в любой момент времени. Итак, дисперсия мощности в подкритическом реакторе определяется величиной $S\tau$.

Стохастические флуктуации вспышек при $\epsilon_m \geq 0$. Сделаем в формуле (7.1) предельный переход при $\epsilon \rightarrow 0$. Очевидно, получится то же выражение (7.4), что и для дисперсии мгновенной мощности в подкритическом состоянии. Значит, дисперсия количества делений в реакторе не зависит от времени наблюдения Δt при $\epsilon = 0$. Это отражает тот факт, что в критическом реакторе процесс размножения нейтронов сильно коррелирован; флуктуации числа нейтронов в каждый момент определяются флуктуациями далеких предшественников этих нейтронов.

В случае $\epsilon_m > 0$ развитие импульса мощности при $t > -t_1$ (см. рис. 5.3) происходит, когда в реакторе имеется достаточно много нейтронов и весь процесс оказывается детерминированным. Флуктуации амплитуды (и энергии) вспышки зависят только от разброса значений мгновенной мощности при $t \leq -t_1$ ($\epsilon_m \leq 0$), который определяется формулой (7.4). Форма импульса не меняется от вспышки к вспышке.

Итак, среднеквадратическое отклонение амплитуд и энергии вспышек импульсного реактора с внешней модуляцией реактивности равно

$$\Delta = \sqrt{(\bar{A}^2 - \bar{A}^2)/\bar{A}^2} = \sqrt{\bar{\nu}\Gamma_2/2S\tau},$$

где S — интенсивность постоянно действующего во время импульса источника нейтронов. Если средняя мощность реактора

такова, что источник запаздывающих нейтронов значительно интенсивнее внешнего источника, то

$$\Delta = \sqrt{\Gamma_2 / 2\bar{N}\beta\tau}. \quad (7.5)$$

Характерно, что разброс интенсивности вспышек реактора, обусловленный стохастическими процессами размножения,

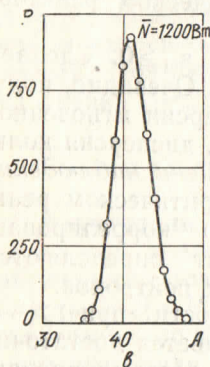
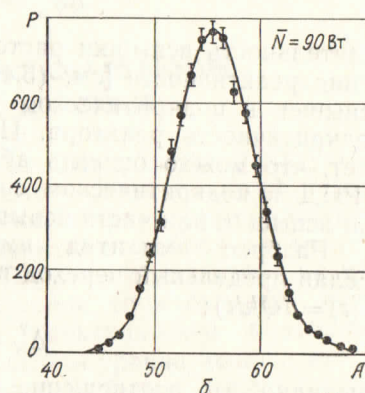
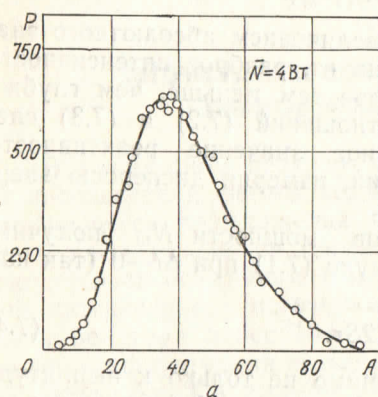


Рис. 7.1. Распределение энергии вспышек реактора ИБР (эксперимент) при разной средней мощности реактора:

A — амплитуда сигнала детектора (пропорциональна интенсивности вспышки); P — счет в канале амплитудного анализатора; сплошная линия для случая b — кривая Гаусса

не зависит от формы импульса реактивности и абсолютного значения реактивности.

Точный расчет распределения нейтронов во вспышке сделан А. Б. Говорковым и Б. Козиком в работах [2]. Ими получена функция распределения числа нейтронов в реакторе $n(t)$ во время вспышки:

$$P_t(n) = P_t(0) \left(\frac{\bar{n}}{1 + \Delta^2 \bar{n}} \right)^n \frac{(1 + \Delta^2)(1 + 2\Delta^2) \dots [1 + (n-1)\Delta^2]}{n!}, \quad (7.6)$$

которое соответствует отрицательно-биномиальному распределению Поля; Δ^2 определяется соотношением (7.4), а вероят-

ность того, что в реакторе не будет ни одного нейтрона,

$$P_t(0) = (1 + \Delta^2 \bar{n})^{-1/\Delta^2}.$$

В асимптотическом случае $\bar{n} \gg 1$ и $\Delta^2 \bar{n} \gg 1$ (практически эти неравенства выполняются при любом уровне мощности и реактивности) распределение (7.6) переходит в стандартное распределение типа χ^2 относительно величины $\chi^2 = 2n/\Delta^2 \bar{n}$:

$$P_t(n) dn = \left(\frac{n}{\Delta^2 \bar{n}} \right)^{1/\Delta^2 - 1} \exp \left\{ - \frac{n}{\Delta^2 \bar{n}} \right\} \frac{dn}{\Delta^2 \bar{n} \Gamma(1/\Delta^2)}, \quad (7.7)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция. При «слабом» источнике нейтронов ($S\tau \ll 1$) распределение $P_t(n)$ резко асимметрично со сдвигом в сторону малых интенсивностей импульсов. Для «сильного» источника ($S\tau \gg 1$) в согласии с предельной теоремой распределение величины n/\bar{n} стремится к гауссовому. Условие «сильного» источника выполняется при средней мощности импульсного реактора много больше 1 Вт. Относительная дисперсия амплитуд импульсов мощности в общем случае:

$$\sigma^2 = \Delta^2 + 1/\bar{n} = \sqrt{\Gamma_2}/2S\tau + 1/\bar{n},$$

что совпадает с прежним приближенным выводом при $\bar{n} \gg 1$.

Полученные выше теоретические распределения подтверждены измеренными распределениями амплитуд импульсов реактора ИБР при малых мощностях [3] (рис. 7.1).

§ 7.2. ФЛУКТУАЦИИ ВСПЫШЕК, ВЫЗВАННЫЕ КОЛЕБАНИЯМИ РЕАКТИВНОСТИ (БЕЗ УЧЕТА ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ)

В соответствии с формулой (7.5) разброс интенсивности вспышек мощности реактора должен стремиться к нулю с ростом средней мощности. Однако экстраполяция экспериментальных точек функции $\sigma^2(1/\bar{N})$ на ось ординат дает отличный от нуля результат (рис. 7.2). Дополнительный вклад в дисперсию энергии импульсов обусловлен механическими колебаниями деталей реактора, чаще всего подвижных МР.

Пусть реактивность изменяется от импульса к импульсу случайным образом с законом распределения $f(\epsilon)$. Тогда с учетом стохастических флуктуаций относительная дисперсия вспышек

$$\sigma^2 = \frac{\overline{n^2} - \bar{n}^2}{\bar{n}^2} = \frac{\int def(\epsilon) \overline{n^2(\epsilon)} - [\int def(\epsilon) \overline{n(\epsilon)}]^2}{[\int def(\epsilon) \overline{n(\epsilon)}]^2}.$$

Так как стохастические флуктуации Δ^2 не зависят от реактивности, то

$$\overline{n^2(\epsilon)} = (\overline{n(\epsilon)})^2 \cdot (1 + \Delta^2)$$

и

$$\sigma^2 = \Delta^2 (1 + \delta_0^2) + \delta_0^2. \quad (7.8)$$

Здесь

$$\delta_0^2 = \frac{\int def(\epsilon) (\overline{n(\epsilon)})^2 - [\int def(\epsilon) \overline{n(\epsilon)}]^2}{[\int def(\epsilon) \overline{n(\epsilon)}]^2} \quad (7.9)$$

— относительная дисперсия амплитуд вспышек без учета стохастических флуктуаций. Таким образом, разброс реактивности в импульсах не только дает постоянный вклад в относительную

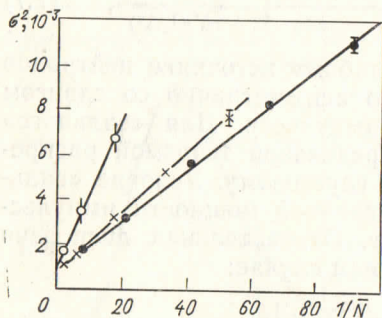


Рис. 7.2. Относительная дисперсия амплитуд вспышек реактора ИБР как функция обратной средней мощности (эксперимент):

● — измерения детектором с большой эффективностью регистрации нейтронов (действительная дисперсия амплитуд импульсов мощности реактора); ×, ○ — измерения детекторами с малой эффективностью — дисперсия увеличена за счет статистики регистрации нейтронов

дисперсию, но и меняет характер изменения дисперсии с мощностью реактора. Для реактора ИБР, однако, значение δ_0^2 невелико — $\sim 10^{-3}$; поэтому можно считать, что $\sigma^2 = \Delta^2 + \delta$. Величины Δ^2 , \bar{N} , $\beta_{эф}$ и τ связаны соотношением (7.5). Это дает возможность определять абсолютный уровень мощности ИРПД, если известны β и τ , путем измерения флуктуаций интенсивности вспышек реактора [3, 4], или, наоборот, — определять β или τ при известной мощности реактора.

Как связана относительная дисперсия амплитуд (или энергии) вспышек реактора δ_0^2 с разбросом реактивности $\delta_\epsilon^2 = [\overline{\epsilon^2} - (\overline{\epsilon})^2] / (\overline{\epsilon})^2$? Явную зависимость δ_0^2 от δ_ϵ^2 можно получить, разложив Q в ряд по степеням ϵ ; лучше всего это сделать в окрестности точки $\epsilon = \bar{\epsilon} = \int \epsilon f(\epsilon) d\epsilon$. Ограничимся случаем параболического хода реактивности в момент вспышки:

$$Q = Q(\bar{\epsilon}) \left\{ 1 + \left(2B - \frac{1}{2} \right) \frac{\Delta\epsilon}{\bar{\epsilon}} + \left(\frac{3}{8} + 2B^2 - \frac{B}{2} \right) \left(\frac{\Delta\epsilon}{\bar{\epsilon}} \right)^2 + \dots \right\},$$

где $B = (\bar{\epsilon})^{3/2} / \alpha^{1/2} v \tau$; $Q(\epsilon)$ — см. в § 5.4. Подставив Q вместо $\bar{n}(\epsilon)$ в формулу (7.9), выполнив интегрирование и отбросив члены, содержащие δ_ϵ^3 , δ_ϵ^4 и т. д., получим

$$\delta_0^2 \approx (4B^2 - 2B + 1/4) \delta_\epsilon^2. \quad (7.10)$$

Относительная дисперсия энергии импульсов в $\sim 4B^2$ раз превосходит дисперсию максимальной реактивности; это связано с резким характером изменения функции $Q(\epsilon_m)$ [или $M(\epsilon_m)$].

Интересно отметить, что среднее значение максимальной реактивности $\bar{\epsilon}$ не совпадает со значением равновесной надкритичности ϵ_{m0} , определенной в § 5.1 и 5.4 для критического режима ИРПД без флуктуаций.

Пусть частота импульсов реактора $1/T_p > 1$ и фоновая мощность мала; условие критичности есть условие постоянства интенсивности источника запаздывающих нейтронов:

$$S = \int def(\epsilon) Q(\epsilon) \beta / T_p = \int def(\epsilon) SM(\epsilon) \beta / T_p,$$

т. е. $1 = \frac{\beta}{T_p} \int M(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon = \frac{\overline{M(\epsilon) \beta}}{T_p}$. Без флуктуаций условие критичности выглядит так: $1 = M(\epsilon_{m0}) \beta / T_p$.

Функции $f(\epsilon)$ и $\overline{M(\epsilon)}$ зависят от ϵ как от параметра; из равенства

$$\overline{M(\epsilon)} = M(\epsilon_{m0}) \quad (7.11)$$

следует, что в общем случае $\bar{\epsilon} \neq \epsilon_{m0}$. Найдем величину сдвига среднего значения $\bar{\epsilon}$ надкритичности в реакторе с флуктуациями относительно ϵ_{m0} для параболической зависимости $\epsilon(t)$. Опять используем разложение $M(\epsilon)$ по степеням ϵ и определим $\bar{\epsilon}$ из (7.11). В результате получим

$$\frac{\epsilon_{m0}}{\bar{\epsilon}} \approx 1 + \frac{2B^2 - B/2 + 3/8}{2B - 1/2} \delta_\epsilon^2 \dots \quad (7.12)$$

Внезапно начавшиеся флуктуации реактивности вызывают разгон реактора, так как уровень равновесной надкритичности при наличии флуктуаций ниже, чем без них ($\epsilon_{m0} > \bar{\epsilon}$).

Флуктуации формы импульса. Стохастические флуктуации в критическом реакторе не влияют на форму импульса. Однако последняя чувствительна к изменению максимального значения реактивности. Из формулы для θ (см. табл. 5.1) получаем

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} \approx \frac{1}{4} \frac{\Delta\epsilon_m}{\epsilon_m}, \text{ или } \delta_0^2 \approx \frac{1}{16} \delta_\epsilon^2. \quad (7.13)$$

Флуктуации реактивности приводят также к разбросу времени появления импульса. Действительно, максимальное значение мощности достигается в момент $t = t_1$ (см. рис. 5.3)*. Так как $t_1 = \sqrt{\epsilon_m / \alpha v^2}$, то при малых изменениях ϵ_m можно записать

$$\Delta t_1 \approx \frac{1}{2} t_1 \frac{\Delta\epsilon_m}{\epsilon_m}.$$

* Точнее, в момент $t = t_1 + t'$. Из условия максимума мощности $\frac{dN}{dt} = \frac{\epsilon N}{\tau} + \frac{S}{\tau} = 0$ имеем: $|\epsilon(t_1 + t')| N_m = S$, откуда $t' = \tau^{1/2} (2\pi\gamma)^{-1/2} \times \exp(-4B/3)$. Но $t'/t_1 = (1/2 \sqrt{\pi B}) \exp(-4B/3) \ll 1$ для любых $B > 1$.

Когда ИРПД используется как источник нейтронов в спектрометре по времени пролета, то начало отсчета времени связано с фазой вращения модулятора реактивности, т. е. с моментом $t=0$. Значит, сдвиг момента появления максимума импульса эквивалентен увеличению длительности вспышки:

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} \approx \frac{\Delta t_1}{\theta} = \frac{t_1}{2\theta} \frac{\Delta\epsilon_m}{\epsilon_m} = 0,3 \sqrt{B} \frac{\Delta\epsilon_m}{\epsilon_m},$$

или

$$\delta\theta^2 \approx 0,09 B \delta\epsilon^2.$$

§ 7.3. ФЛУКТУАЦИИ МОЩНОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ (ФЛУКТУАЦИИ НА БОЛЬШОМ УРОВНЕ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ)

Если уровень мощности реактора таков, что существенны обратные связи мощность—реактивность, то характер флуктуаций меняется. Во-первых, температурная обратная связь влияет на кинетику реактора; во-вторых, с ростом мощности реактора появляются новые источники флуктуаций реактивности, которых не было на малом уровне мощности ($\delta\theta^2$ может зависеть от средней мощности).

Температурный коэффициент реактивности и флуктуации. Характер влияния температурной обратной связи на флуктуации мощности в импульсном реакторе станет понятен, если рассмотреть изменения температуры от вспышки к вспышке. Прежде всего подчеркнем, что температурный коэффициент реактивности в ИРПД определяется в основном термическим расширением ядерного топлива. Поэтому речь будет идти только о температуре твэла. Пусть перед очередным импульсом тепловыделения температура твэла есть T . За время импульса она увеличивается на $T_0 = Q_0 / c_p m$ и становится равной $T_0 + T$. В промежутке между вспышками твэл охлаждается; если средняя мощность реактора постоянна, то охлаждение как раз равно нагреву за вспышку в среднем, т. е. \bar{T}_0 . Из-за случайного отклонения реактивности (мгновенного или в промежутке между импульсами—это безразлично) на некоторую величину $\Delta\epsilon_m$ очередная вспышка тепловыделения окажется отличной от T_0 на

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{c_p m} = \frac{Q(\epsilon_{m0} + \Delta\epsilon_m) - Q(\epsilon_{m0})}{c_p m}.$$

Остывание твэла идет с прежней скоростью \bar{T}_0 / T_p , так что к следующему импульсу температура будет отличаться от T на ΔT , и дополнительная реактивность за счет температурного коэффициента реактивности будет определяться равенством

$$\Delta\epsilon_T = \Delta T A_T; \quad A_T < 0.$$

Приход маленького импульса вызывает увеличение реактив-

ности в последующих импульсах, и, напротив, большой импульс снижает амплитуду последующих.

Не проводя строгого анализа динамики ИРПД при наличии обратных связей, можно все-таки сделать ряд определенных выводов из простого качественного рассмотрения.

Из факта отрицательной корреляции соседних вспышек следует, что характер влияния температурного эффекта на флуктуации зависит от того, насколько случайными являются возмущения реактивности. Для некоррелированных возмущений температурная обратная связь увеличивает вероятность очень больших и очень малых импульсов. Действительно, пусть возмущение реактивности было таково, что очередной импульс оказался меньше среднего. Дополнительная реактивность в следующем импульсе $\Delta\epsilon_T$ будет положительна; вероятность появления следующего импульса с большой энергией $Q > Q_0$ [такой, что $F(Q_0) \sim 1$] есть

$$1 - F_Q^*(Q_0) = 1 - F_\epsilon(\epsilon_0 - \Delta\epsilon_T) > 1 - F_\epsilon(\epsilon_0) = 1 - F_Q(Q_0),$$

где F_Q и F_ϵ — функции распределения величин Q и ϵ без учета обратных связей. Знак неравенства появился вследствие монотонности функции распределения. Если дополнительная реактивность $\Delta\epsilon_T$ будет отрицательна, то вероятность появления очередного импульса с энергией $Q > Q_0$ уменьшается. Однако это снижение вероятности меньше, чем увеличение вероятности при положительном значении $\Delta\epsilon_T$, если $\left. \frac{\partial^2 F_\epsilon}{\partial \epsilon^2} \right|_{\epsilon \rightarrow \infty} \leq 0$,

а это условие всегда выполняется для функций распределения. Значит, вероятность появления больших импульсов мощности увеличивается при наличии в реакторе обратной связи (причем безразлично, отрицательна она или положительна). Аналогично можно доказать факт увеличения вероятности малых импульсов.

Для коррелированных возмущений реактивности температурная обратная связь, как правило, уменьшает дисперсию интенсивности вспышек. Исключением является случай отрицательной корреляции возмущений в соседних импульсах, которая усиливается действием отрицательного температурного коэффициента реактивности. Поэтому этот вид корреляции (кстати, очень обычный в технике ИРПД, например изменение реактивности при модуляции двумя одинаковыми подвижными элементами) неблагоприятен из-за флуктуаций мощности. Покажем это на примере предельного случая — возмущения реактивности с периодом, равным удвоенному периоду реактора. Пусть внешнее возмущение реактивности в одном импульсе отрицательно ($\Delta\epsilon_1 < 0$) и положительно в следующем импульсе ($\Delta\epsilon_2 > 0$); для каждого уровня мощности реактора устанавливается среднее значение импульсной надкритичности (ϵ_{m0}), которому соответствует стабильное значение энергии импуль-

сов Q_1 и Q_2 . Температура перед каждым вторым импульсом на $(T_{10} - T_{20})/2$ градусов меньше, чем перед первым (T_{10} и T_{20} — подогрев в первом и втором импульсах). Значит,

$$Q_{20} = \bar{N}\beta M [\varepsilon_{m0} + \bar{\Delta}\varepsilon_2 + A_T(T_{10} - T_{20})/2]; \quad Q_{10} = \bar{N}\beta M (\varepsilon_{m0} + \bar{\Delta}\varepsilon_1). \quad (7.14)$$

Очевидно, что при $A_T < 0$ Q_{20}/Q_{10} больше отношения $M(\varepsilon_{m0} + \bar{\Delta}\varepsilon_2)/M(\varepsilon_{m0} + \bar{\Delta}\varepsilon_1)$ — того значения Q_{20}/Q_{10} , которое имело бы место при отсутствии температурной обратной связи.

Величины T_0 и Q_0 однозначно связаны между собой через теплоемкость активной зоны. Поэтому, дополнив (7.14) очевидным соотношением

$$Q_{10} + Q_{20} = 2\bar{N}T_p,$$

получим замкнутую систему уравнений для ε_{m0} , Q_{10} и Q_{20} , которая, по существу, является критическим условием для ИРПД, работающего в режиме знакопеременной пульсации максимальной реактивности.

Если подогрев ядерного топлива за вспышку достаточно большой ($\geq 10^\circ\text{C}$), то уже при небольших отрицательно-коррелированных флуктуациях реактивности (несколько процентов от ε_{m0}) разброс интенсивности вспышек может достигать сотен процентов; в периодическом режиме возможно $Q_{20}/Q_{10} \gg 1$, т. е. переход реактора на частоту пульсаций, вдвое меньшую $1/T_p$.

Для ИРПД влияние температурной обратной связи на флуктуации тем больше, чем меньше частота следования импульсов (разумеется, при одинаковой средней мощности). Объясняется это тем, что для редко повторяющихся вспышек подогрев топлива за один период больше.

Возмущения реактивности, обусловленные тепловым ударом. Особый класс флуктуаций реактивности и обратных связей в ИРПД образуют эффекты, обусловленные тепловым ударом (о динамике топлива во время импульса тепловыделения и ее влияния на реактивность см. в гл. 3). Остановимся на некоторых специфических особенностях динамики топлива в ИРПД.

«Прыжки» топливных элементов. При тех небольших нагревах ядерного топлива за одну вспышку тепловыделения, которые характерны для ИРПД (не более нескольких десятков градусов), мгновенное изменение реактивности из-за движения топлива от теплового удара незначительно; оно проявляется лишь в сильных аварийных импульсах. Однако движение топлива может не прекратиться к приходу следующего импульса. Это, прежде всего, относится к «прыжкам» сердечника твэлов. В результате быстрого нагрева сердечник твэла, покоящийся на доннышке оболочки, приобретает механический импульс и после окончания вспышки движется с некоторой скоростью v относительно оболочки (см. § 3.3). Для

мгновенного нагрева и жесткой оболочки

$$v = \kappa T_0. \quad (7.15)$$

Если в дальнейшем на стержень не действуют никакие силы, кроме силы тяжести, то он поднимается до высоты

$$h = v^2/2g = T_0^2 \kappa^2 c^2 / 2g$$

и падает на доннышко оболочки через время $t = 2v/g = 2\kappa c T_0/g$. Если время подскока стержня окажется больше периода реактора, то реактивность в следующей пульсации будет меньше средней. Это условие распишем подробнее:

$$\frac{2\kappa c}{g} T_0 > T_p; \quad \frac{2\kappa c}{g} \frac{\bar{N}T_p}{c_p m} > T_p; \quad \bar{N} > \frac{c_p m g}{2\kappa c}. \quad (7.16)$$

Влияние подскока сердечника на флуктуации реактивности проявляется с некоторого значения средней мощности, определяемого неравенством (7.16). Если сердечник после падения может снова отскочить на заметную высоту, то влияние прыжков будет ощутимо и при меньшем уровне мощности.

Оценим ожидаемое изменение реактивности для следующих параметров реактора: $\kappa = 10^{-5}$ град $^{-1}$; $T_0 = 10^\circ\text{C}$; $c = 3 \cdot 10^5$ см/с.

Высота подскока: $h = \frac{10^{-10} \cdot 9 \cdot 10^{10} \cdot 10^2}{2 \cdot 980} = 0,45$ см. Если все твэлы

подпрыгнули на одинаковую высоту, то отрицательная реактивность, вносимая в верхней фазе прыжка, эквивалентна сдвигу отражателя на величину h , и для симметричного относительно твэла бокового отражателя может быть выражена так:

$$\Delta\varepsilon = \alpha h^2.$$

Параметр α обычно равен 10^{-3} см $^{-2}$, значит, $\Delta\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-4} k_{эф}$. Такое возмущение реактивности — порядка импульсной доли запаздывающих нейтронов (см. § 5.2) — и может приводить к сильным колебаниям мощности ИРПД.

Эффект прыжка можно уменьшить или вовсе свести к нулю, введя дополнительные силы, действующие на сердечник в направлении к доннышку (пружина или жесткий ограничитель).

Практический интерес представляет также анализ движения сердечника, состоящего из набора сегментов (или таблеток) небольшой длины. Возмущения реактивности будут определены, если известен профиль скоростей разлета таблеток $v(x_j)$ (x_j — координата раздела таблеток). Столб упругих таблеток эквивалентен целому стержню, если в нем отсутствуют растягивающие напряжения. На границе раздела таблеток могут быть только напряжения сжатия; отсюда ясен подход к решению задачи нахождения профиля скоростей разлета таблеток: нужно начинать решение задачи с колебаний целого упругого стержня, пока в какой-нибудь точке x_j в момент $t_j(x)$

напряжение не обратится в нуль. Средняя скорость столба таблеток, расположенных выше точки x_j ($x=0$ на донышке оболочки), в момент t_j есть скорость разлета этих таблеток. В дальнейшем решается задача колебаний оставшейся части столба таблеток с верхней границей в точке x_j и т. д.

В некоторых случаях профили скоростей $v_j(x)$ и моментов разделения таблеток $t_j(x)$ можно найти с использованием только решения задачи о колебаниях целого стержня. На самом деле, сигнал о потере связи между таблетками в точке $x+dx$ дойдет до x за время dx/c ; если напряжение в точке x изменит знак быстрее, т. е. $dt_j(x) < dx/c$, то распределение моментов $t_j(x)$ разлета таблеток будет такое же, как распределение моментов обращения в нуль напряжений в целом стержне.

Задача разлета столба таблеток на жестком основании подробно рассмотрена в работе В. Л. Ломидзе [5]. Ограничимся кратким обзором результатов. Мгновенно и равномерно нагретый столб таблеток движется как единое целое со скоростью $v_0 = \kappa c T_0$. Скорость разлета таблеток при линейном по времени нарастании температуры:

$$v_j(x) = \kappa c T \begin{cases} 2x/\theta, & 0 \leq x \leq \theta c/2 \\ 1, & \theta c/2 \leq x \leq L \\ 2x/c\theta, & \theta \geq 2L/c \end{cases} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{2L}{c}; \quad (7.17)$$

Моменты разделения таблеток:

$$t_j(x) = \begin{cases} L/c + \theta/2, & 0 \leq x \leq \theta c/2 \\ \theta + (L-x)/c, & \theta c/2 \leq x \leq L \\ 2L/c, & \theta > 2L/c \end{cases} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{2L}{c}; \quad (7.18)$$

Из формул (7.17) и (7.18) видно, что при быстром нагреве ($\theta < 2L/c$) верхняя часть столба таблеток ($x > \theta c/2$) ведет себя как единый стержень, отскакивая в момент $t = \theta$ со скоростью $\kappa T_0 c$. Нижние таблетки летят с меньшей скоростью. При более медленном нагреве ($\theta > 2L/c$) все таблетки отскакивают одновременно от основания, но с различными скоростями $v(x) = 2\kappa T_0 x/\theta < \kappa T_0 c$ и разделяются в «полете».

Для произвольного профиля температуры по длине стержня и мгновенного нагрева максимальная скорость таблеток $v_m = \kappa T_0 c k_x$, где k_x — коэффициент неравномерности тепловыделения; максимальную скорость всегда имеет верхняя таблетка. Верхняя часть столба отрывается через время $L/2c$, нижняя половина — через L/c . Профиль скоростей таблеток имеет вид

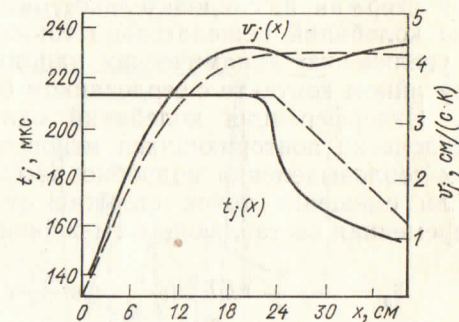
$$v_j(x) = \kappa c T_0 \begin{cases} \delta_a + \delta_0 \sin(\pi x/L), & 0 \leq x \leq L/2, \\ \delta_a - \delta_0 \cos(\pi x/L), & L/2 < x \leq L. \end{cases}$$

На рис. 7.3 даны распределения v_j и t_j , рассчитанные для реальной формы вспышки тепловыделения при $\theta_{1/2} = 90$ мкс. Из приведенных результатов ясно, что для быстрых вспышек эффект реактивности от разлета таблеток может проявиться только в последующих импульсах, так как в течение импульса

столб остается однородным. В длинных импульсах ($\theta > 2L/c$), как нетрудно убедиться, таблетки оказываются разделенными к концу импульса, однако смещение их мало.

Изменение реактивности аппарата во время «полета» таблеток должно в общем случае быть больше, чем для прыгающего целого стержня, так как при разлете таблеток умень-

Рис. 7.3. Распределение скоростей (v_j) и моментов t_j разделения таблеток топлива (PuO_2) по длине сердечника твэла импульсного реактора после вспышки мощности длительностью $\theta_{1/2} = 90$ мкс; — $k_x = 1.273$ (неравномерное тепловыделение); - - - $k_x = 1$ (равномерное тепловыделение).



шается концентрация топлива в реакторе. Оценка реактивности с прежними данными, но для твэла, разделенного на большое число таблеток, дает для величины $\Delta \epsilon$ значение $7 \cdot 10^{-3} k_{эф}$ вместо $2 \cdot 10^{-4} k_{эф}$.

Продольные колебания однородного стержня при повторяющихся тепловых ударах. Подъем температуры во время очередной вспышки тепловыделения в реакторе вызывает продольные звуковые колебания в однородном стержне делящегося вещества. Эти вибрации постепенно затухают под влиянием многих причин, главные из которых: а) передача упругой энергии от делящегося стержня к оболочке твэла и другим компонентам реактора, б) внутреннее трение и другие, неадиабатические эффекты в топливе. Взаимодействие топлива с оболочкой приводит к быстрому затуханию колебаний, и уже за время между соседними вспышками сердечник полностью успокаивается. Наблюдаемый период затухания колебаний в импульсных реакторах 1—10 мс.

Затухание, вызванное адиабатическими процессами в топливном сердечнике, напротив, очень медленное. Для металлического сплава урана с молибденом измеренное значение периода затуханий составляет 0,1—1 с.

Можно предположить, что при некоторых условиях будет нарушена или ослаблена связь сердечник—оболочка, и тогда осцилляции сердечника будут продолжаться до следующего импульса мощности. С одной стороны, появится обратная связь между ближайшими вспышками — амплитуда предыдущего импульса будет влиять на амплитуду последующего через дополнительную реактивность, вносимую осциллирующим сердечни-

ком*. Численное значение амплитуды изменения реактивности при осцилляции стержня обычно порядка κT_0 . Знак возмущения реактивности зависит от того, в какой фазе колебаний оказался сердечник в момент последующего импульса. Обратная связь может быть даже положительной (рис. 7.4).

С другой стороны, интерференция колебаний, возбужденных несколькими импульсами, может увеличить амплитуду вибраций стержня и, следовательно, разброс реактивностей. Сложные колебания нежелательно также из-за того, что оно ведет к увеличению динамических напряжений; оболочка твэла при случайном контакте с сердечником будет разрушена.

Интерференция колебаний однородного стержня при периодически повторяющихся мгновенных и одинаковых импульсах тепловыделения подробно рассмотрена Дж. Рэндлзом [6]. Если смещение точек стержня от одного импульса (точнее, переменная составляющая смещения) равно

$$\xi_0 = -\frac{8}{\pi^2} \kappa L T \sin \frac{\pi x}{2L} \cos \frac{\pi c}{2L} t e^{-t/\tau_0} = a e^{-t/\tau_0} \cos \omega t,$$

то смещение после $(m+1)$ -го импульса (для времени $mT_p < t < (m+1)T_p$)

$$\xi_{m+1} = A_{m+1} a \exp[-(t - mT_p)/\tau_0] \cos(\omega t - \varphi_{m+1}),$$

где τ_0 — период затухания колебаний.

Коэффициент усиления амплитуды колебаний A_m определяется рекуррентным соотношением

$$A_{m+1} = \sqrt{(A_m e^{-T_p/\tau_0} \cos \varphi_m + \cos m\omega T_p)^2 + (A_m e^{-T_p/\tau_0} \sin \varphi_m + \sin m\omega T_p)^2}, \quad (7.19)$$

а сдвиг фазы колебаний

$$\varphi_{m+1} = \text{ctg} \left[\frac{e^{-T_p/\tau_0} A_m \sin \varphi_m + \sin m\omega T_p}{e^{-T_p/\tau_0} A_m \cos \varphi_m + \cos m\omega T_p} \right]. \quad (7.20)$$

Асимптотическое решение уравнений (7.19) и (7.20) при $m \rightarrow \infty$ есть

$$A = [\sin^2 \omega T_p + (\cos \omega T_p - e^{-T_p/\tau_0})^2]^{-1/2};$$

$$\varphi_m = \text{arc ctg} \frac{e^{-T_p/\tau_0} - \cos \omega T_p}{\sin \omega T_p} + m\omega T_p.$$

* Расчет реактивности при колебаниях однородного стержня после одиночного импульса см. в § 2.3.

A есть периодическая функция аргумента $\omega T_p/2\pi$ — количества циклов колебаний стержня, которые укладываются в один цикл пульсации мощности реактора — с периодом, равным 1. Поэтому на графике рис. 7.5 дан коэффициент усиления колебаний A как функция $\omega T_p/2\pi$ только для интервала $N - 1/2 < \omega T_p/2\pi < N + 1/2$, где N — любое целое число. При $\omega T_p/2\pi = N$ наблюдается резонанс колебаний, усиление в резонансе

$$A_{\text{макс}} = [1 - \exp(-T_p/\tau_0)]^{-1}.$$

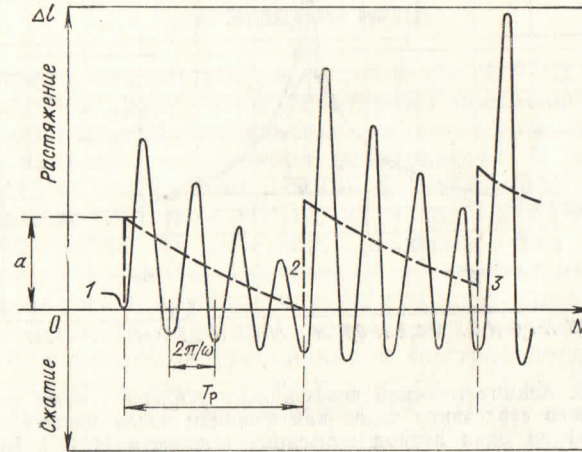


Рис. 7.4. Иллюстрация к возможности возникновения положительной обратной связи в ИРПД из-за механических колебаний твэла, наведенных тепловым ударом: N — номер очередной вспышки реактора, Δl — колебания (деформация) длины сердечника твэла (пунктирная линия — изменение средней длины стержня-сердечника в результате охлаждения между импульсами). Во втором импульсе реактивность тем выше, чем больше первый импульс (если температурный коэффициент реактивности отрицателен)

Полуширина резонанса при $T_p \ll \tau_0$ (медленное затухание)

$$W = 0,55 T_p / \tau_0.$$

Из рис. 7.5 видно, что затухание мало влияет на амплитуду установившихся колебаний.

В асимптотическом режиме фаза колебаний сохраняется от импульса к импульсу; казалось бы, колебаний реактивности при постоянной интенсивности вспышек не будет. Однако если сбивается фаза колебаний, изменяется период реактора или имеются флуктуации энергии реакторного импульса по каким-то другим причинам, то осцилляции длины топливного сердечника проявятся дополнительными флуктуациями реактивности порядка $A \kappa T_0$.

Изменение периода пульсации мощности особенно существенно. Точность поддержания скорости роторов модулятора реактивности в ИРПД не ниже 0,1—1%. Тогда для периода пульсаций 0,1—0,01 с разброс промежутков времени между вспышками порядка 10^{-5} — 10^{-3} с, что сравнимо с периодом звуковых колебаний твэла реактора.

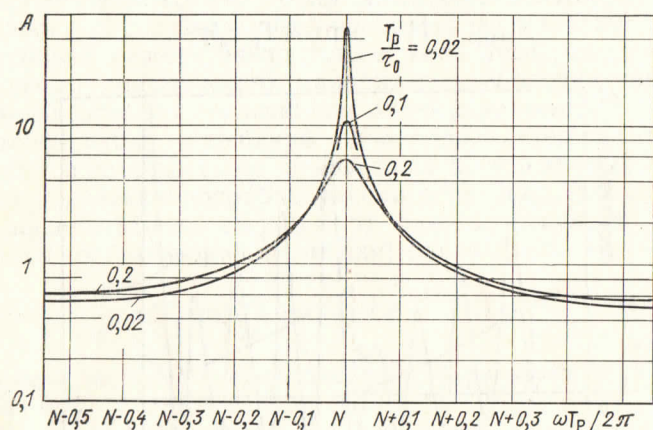


Рис. 7.5. Асимптотический коэффициент усиления колебаний топливного сердечника твэла как функция числа циклов колебаний на один период пульсации мощности ИРПД [6]

В заключение раздела об эффектах реактивности от теплового удара отметим еще два возможных источника флуктуаций реактивности. Это — поперечные (изгибные) колебания твэла и кавитационные газовые пузыри в реакторе с жидким теплоносителем. Поперечные колебания твэла возникают из-за градиентов плотности тепловыделения по сечению твэла, а также из-за потери устойчивости тепловыделяющего стержня под действием продольных термоупругих сил во время теплового удара. На реакторе ИБР наблюдались поперечные колебания оболочки твэла (и, по-видимому, сердечника) с частотой 1200 Гц [7]. Газовые пузыри образуются в жидкой среде, окружающей колеблющееся с высокой звуковой частотой тело [8]. Характерные частоты продольных колебаний твэлов ИРПД — 5—10 кГц; следовательно, вибрирующие торцевые поверхности оболочек твэлов будут центром образования газовых пузырей. Последние, распространяясь с током теплоносителя в активную зону, могут вызывать флуктуации реактивности*.

* Помимо этого, неприятным следствием образования кавитационных пузырей является эрозия твэла. При «схлопывании» газовой полости развивается большое давление вплоть до модуля упругости жидкости, и любая твердая поверхность легко пробивается едва заметным пузырьком газа [8].

ПРИНЦИПЫ И ПРОБЛЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И ЗАЩИТЫ ИРПД

Контроль параметров и управление ИРПД имеют ряд особенностей в сравнении с реакторами постоянного действия, которые обусловлены импульсным характером выделения мощности и наличием модулятора реактивности. В то же время при работе в равновесном режиме на постоянном уровне средней мощности кинетика ИРПД на запаздывающих нейтронах реактивности невелика. Поэтому общие принципы управления реакторами того и другого типа, по существу, одинаковы и различаются главным образом в методической части; различаются также количественные требования к быстродействию и точности систем управления и защиты (СУЗ). В этой главе обсуждаются только особенности СУЗ ИРПД; предполагается, что читатель знаком с принципами СУЗ реакторов непрерывного действия, основные функции которой следующие:

- 1) пуск реактора — ручной (или автоматический) подъем мощности с уровня источника до заданного с постоянным контролем мощности и периода разгона реактора;
- 2) автоматическое поддержание заданного уровня мощности;
- 3) контроль ряда параметров установки, обеспечивающий ее ядерную безопасность;
- 4) плановая и аварийная остановки реактора.

§ 8.1. ПУСК ИРПД

При пуске ИРПД, как и при пуске реактора со стационарным потоком, различают две стадии: выход на равновесный режим работы (*импульсную критичность*) и подъем мощности до номинального значения. На первой стадии пуска интенсивность внешнего источника нейтронов превосходит интенсивность источника запаздывающих нейтронов, поэтому эту стадию пуска называют *областью источника*. На втором этапе происходит контролируемый разгон реактора на запаздывающих нейтронах.

Область источника, экстраполяция на мгновенную и импульсную критичность. Пульсации реактивности и мощности