Краткая физическая теория импульсного реактора

1. Кинетика одиночного импульса

Как известно, мгновенная мощность реактора W (или интенсивность генерации нейтронов в активной зоне) подчиняется простому уравнению:

$$\dot{W} = \frac{K(1-\beta)-1}{K\cdot\tau}\cdot W + \frac{S}{\tau}, \quad (1)$$

где K - коэффициент размножения нейтронов, β - эффективная доля запаздывающих нейтронов, τ - среднее время жизни "ценности" одного поколения нейтронов деления, S - интенсивность источника нейтронов, при большой мощности реактора это источник запаздывающих нейтронов.

Комплекс параметров $\frac{K(1-\beta)-1}{K} = \varepsilon$ обычно называют "реактивностью на мгновенных нейтронах". В реакторе ИБР-2М реактивность есть периодическая функция времени из-за движения подвижных отражателей при нахождении основного подвижного отражателя в районе активной зоны $\varepsilon(t)$ может быть описана параболой

$$\varepsilon(t) = \varepsilon m - \alpha\cdot \vartheta\ 2\cdot t2$$

Для такой функции $\varepsilon(t)$ уравнение (1) имеет решение, которое может быть выражено кривой Гаусса с полушириной

$$\Theta_{1/2} = 1{,}66\cdot\frac{\tau^{1/2}}{\varepsilon_m^{1/4}\cdot\alpha^{1/4}\cdot\vartheta^{1/2}} \approx 2{,}35\sqrt{\tau/\gamma}, \quad (2)$$

где $\gamma = \dot{\varepsilon}$ в момент $t = t_1$ (см. рис. 1-1).

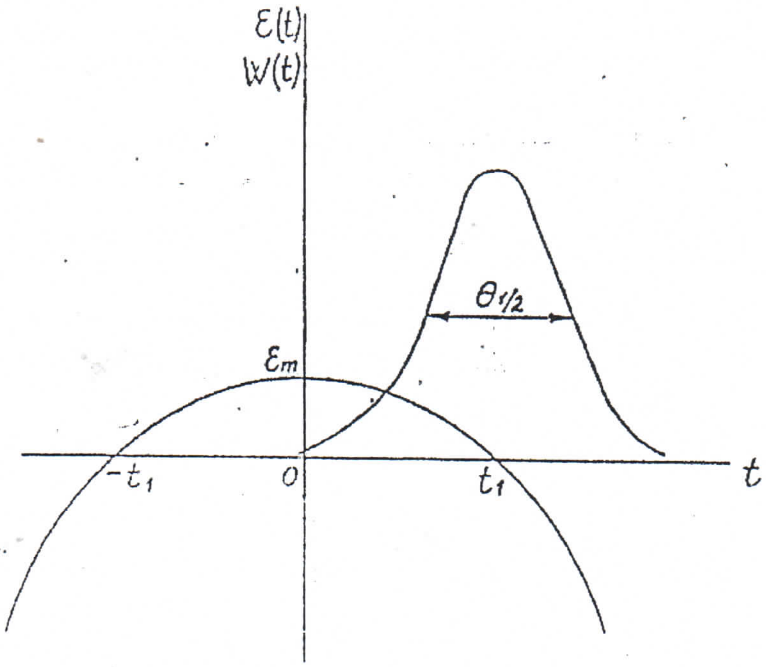

Рис. 1-1.

Таким образом, длительность импульса тем короче, чем меньше τ и больше γ.

Энергия импульса, т.е. величина $Q = \int_t^{t+T} W \cdot dt$,

где T - время между соседними импульсами мощности, выражается следующим соотношением:

$$Q = \frac{3,25 \cdot S}{\alpha^{1/2} \cdot \vartheta \cdot \varepsilon_m^{1/2}} \cdot \exp \frac{4\varepsilon_m^{3/2}}{3\alpha^{1/2} \cdot \vartheta \cdot \tau} = S \cdot M(\varepsilon_m) \qquad (3)$$

2. Критический режим, кинетика переходных процессов

Интенсивность источника запаздывающих нейтронов в импульсе определяется энергией предыдущих импульсов мощности; очевидно, для осуществления периодического равновесного режима работы импульсного реактора необходимо, чтобы источник запаздывающих нейтронов в каждом импульсе был одинаковым - убыль источника за счет распада ядер - предшественников между импульсами мощности должна в точности компенсироваться появлением новых ядер - предшественников во время импульса:

$$Q \cdot \beta \cdot \lambda = S(1 - \exp[-\lambda T]) \qquad (4)$$

или

$$M(\varepsilon_m) \cdot \beta \cdot \lambda = (1 - \exp[-\lambda T]),$$

где I/λ - среднее время жизни ядер - предшественников запаздывающих нейтронов. Для ИБР-2М произведение $\lambda T \ll 1$ ($\lambda \sim 0,1 c^{-1}$, $T = 0,2c$); в этом случае соотношение (4) упрощается:

$$M(\varepsilon_m) \cdot \beta / T = 1 \qquad (5)$$

Условие (5) есть условие стабильной работы импульсного реактора в периодическом режиме. Нужное ("равновесное") значение импульсной надкритичности, удовлетворяющее уравнению (5), выбирается установкой блоков регулирования; для ИБР-2М:

$$\varepsilon_{mo} \sim 10^{-3} \text{ Кэфф.}$$

В промежутках между импульсами мощности подвижные отражатели находятся далеко вне активной зоны, и реактивность не зависит от времени. Фоновая мощность реактора согласно уравнению (1) определяется соотношением:

$$W_\phi = \frac{S}{|\varepsilon_\phi|} = \frac{S}{|\varepsilon_{mo} - \Delta K_{пм}|} = \overline{W} \cdot \frac{\beta}{|\varepsilon_{mo} - \Delta K_{пм}|}$$

где $\Delta K_{ПО}$ - размах модуляции реактивности при движении ОПО и ДПО.

При отклонении значения ε_m от равновесного реактор ведет себя аналогично традиционному ("стационарному") реактору - положительное отклонение $\Delta\varepsilon_m$ приводит к разгону реактора (т.е. к постепенному увеличению энергии импульсов), отрицательное - к затуханию импульсов. Действительно, уравнения кинетики для импульсного (слева) и обычного (справа) могут быть записаны в таком виде:

$$Q = M(\varepsilon_m) \cdot \sum_i \lambda_i G_i \qquad\Bigg|\qquad W = \sum_i \lambda_i G_i \frac{1}{\beta - \rho}$$

$$\dot{G}_i = -\lambda_i G_i + \beta_i \frac{Q}{T} \qquad\Bigg|\qquad \dot{G}_i = -\lambda_i G_i + \beta_i W$$

$$i = 1, 2, ..., 6$$

(Обозначения общепринятые; использовано условие, что запаздывающие нейтроны генерируются в импульсном реакторе непрерывно).

Легко заметить, что уравнения импульсного реактора приводятся к виду, совпадающему с уравнениями обычного реактора, если комплекс величин $(1 - T/M(\varepsilon_m) \cdot \beta)$ обозначить $\rho^*(\varepsilon_m)$; эту величину можно назвать "импульсной реактивностью", т.к. она имеет тот же физический смысл, что и реактивность обычного реактора. При малых отклонениях реактивности ε_m от равновесного значениях ε_{mo} можно разложить функцию $\rho^*(\varepsilon_m)$ в ряд Тейлора, и тогда, используя условие критичности (5), получим:

$$\frac{\rho^*}{\beta} = \frac{\Delta\varepsilon_m}{M(\varepsilon_{mo})} \cdot \left.\frac{\partial M}{\partial \varepsilon_m}\right|_{\varepsilon_m=\varepsilon_{mo}} = \frac{\Delta\varepsilon_m}{\beta_u} \tag{7}$$

Таким образом, для использования известных решений уравнений кинетики обычных реакторов следует выражать изменение реактивности в долях:

$$\beta_u = M(\varepsilon_{mo}) / \left.\frac{\partial M}{\partial \varepsilon_m}\right|_{\varepsilon_m=\varepsilon_{mo}} \tag{8}$$

- "импульсной доли запаздывающих нейтронов".

Тогда скачок энергии импульса при введении небольшой (меньше βu) реактивности $\rho = \Delta\varepsilon_m$ выразится соотношением:

$$\Delta Q/Q = \rho/\beta u, \tag{9}$$

а период разгона будет определяться известным уравнением "обратных часов", где реактивность представляется в долях βu. Для ИБР-2М значение βu на порядок меньше β. Поэтому реактор ИБР-2М на порядок чувствительнее обычного реактора к изменениям реактивности.

При больших изменениях реактивности можно разложить в ряд только показатель экспоненты функции $M(\varepsilon_m)$ (см. ф-лу (3)), тогда вместо реактивности в долях βu нужно использовать величину

$$\rho^*/\beta \approx 1 - \exp(-\rho/\beta u) \tag{10}$$

Впервые теория импульсного реактора типа ИБР была изложена в работе /43/ и развита авторами работ /2,44/.

Для численных расчетов кинетики на ЭВМ вместо приближения "непрерывной мощности" (7) удобнее "импульсное" приближение. Суть его в том, что пренебрегают накоплением источников запаздывающих нейтронов между импульсами мощности и их распадом за время самого импульса. Тогда вместо дифференциальных уравнений (*) получаются "разностные" уравнения, т.е. алгебраические рекуррентные соотношения между текущим значением энергии импульса Q_n и источника запаздывающих нейтронов S_{ni} и их значениями предыдущих импульсов:

$$Q_n = \sum_{i=1}^{6} S_{ni} \cdot M(\varepsilon_{mn}) \tag{11}$$

$$S_{ni} = e^{-\lambda_i T} \cdot \left(S_{(n-1)i} + \lambda_i \beta_i Q_{n-1}\right)$$

Импульсное приближение дает более правильное чем (7) решение для быстрых переходных процессов.

3. Динамика импульсов мощности

В переходных процессах на значительном уровне мощности (для ИБР-2М это уже несколько десятков кВт) нельзя не учитывать влияния изменения температуры активной зоны на реактивность. Внутри импульса изменение температуры не сказывается на реактивности (если только импульсы не очень большие - не более 10 - 20 кратного от номинала); это связано с тем, что длительность импульса значительно короче времени распространения волны упругих деформаций по ТВЭ (это время ~ 1 мс, см. /3/), и расширение топлива не успевает за изменением температуры. Поэтому динамику реактора в области неразрушающих импульсов можно описывать уравнениями кинетики (7) или (11), добавляя к ним уравнения для реактивности обратной связи. В "импульсном" приближении эти уравнения будут также алгебраическими:

$$\varepsilon_{mn} = \varepsilon_{mo} + \rho_n + \rho \tag{12}$$

$$\rho_n = \sum_{l=1}^{\infty} Q_{n-1} \cdot K(lT), \tag{12'}$$

где ρ - внешняя реактивность,

ρ_n - реактивность обратной связи в n-ом (текущем) импульсе, K(t) - "импульсная функция обратной связи", т.е. изменение реактивности, вызванное появлением одного импульса единичной энергии. Удобно импульсную функцию представить в виде суммы экспонент:

$$K(T) = \sum_S K_S \cdot e^{-\alpha_S \cdot t}$$

Тогда вместо (12) получим разностные уравнения того же типа, что и (11):

$$\begin{aligned} \rho_n &= \sum_S \rho_{ns} \\ \rho_{ns} &= e^{-\alpha_s \cdot T} \cdot (\rho_{n-1,s} + Q_{n-1} \cdot K_s) \end{aligned} \tag{13}$$

Уравнение (11), (12) и (13) вместе с начальными условиями критического реактора образуют замкнутую систему уравнений динамики. Для ИБР-2М количество экспонент в импульсной функции не менее 3; решение уравнений динамики даже с одной группой запаздывающих нейтронов может быть выполнено только на ЭВМ.

В сильных (разрушающих) импульсах мощности при нагреве топлива за импульс до 1000 К и более (энерговыделение более 20 МДж) расширение топлива начинает играть существенную роль. Температурный эффект реактивности приводит к уменьшению энергии импульса и сокращению его длительности в сравнении с результатами изложенной выше теории. Фактор умножения M(ε) уже не экспоненциальная функция, а менее крутая, выходящая на асимптоту при $\varepsilon_m \sim 5 - 7 \cdot 10^{-3}$ (рис. 17.1). Наличие асимптотики объясняется тем, что при значительных надкритичностях импульс развивается на линейном участке кривой реактивности ОПО. Расчет асимптотического энерговыделения за импульс в ИБР-2М дан в п.7.3.

Для сильных импульсов не имеет смысла говорить о расчете переходных процессов, т.к. первый же сильный импульс (с энерговыделением более 20 МДж) подавит реактивность настолько, что последующие импульсы мощности не смогут развиваться в течение, по крайней мере, десятка секунд.

4. Подкритический режим

При отрицательных значениях максимальной реактивности в импульсе из уравнения кинетики (1) для формы одиночного импульса имеем:

$$W = \frac{S}{|\varepsilon(t)|} = \frac{S}{|\varepsilon_m - \varepsilon_{ПО}(t)|}$$

Это квазистационарное приближение справедливо при $|\varepsilon_m| > (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$. При $|\varepsilon_m| > 10^{-2}$ параболическая зависимость ε(t) сохраняется на большей части импульса мощности и поэтому

$$\Theta_{1/2} = 2\sqrt{\frac{|\varepsilon_m|}{\alpha \cdot \vartheta^2}}$$

Энергия импульса:

$$Q = \frac{2S}{\sqrt{\alpha \cdot \vartheta^2 \cdot |\varepsilon_m|}}$$

Средняя мощность реактора в подкритичном режиме складывается из мощности импульсов Q/T и мощности фона $S/\varepsilon_ф|$. Учитывая, что источник нейтронов в подкритическом реакторе равен сумме постоянно действующего источника S_0 и источника запаздывающих нейтронов $S = W_{ср} \cdot \beta$, нетрудно получить для средней мощности выражение:

$$W_{ср} = \frac{S_0}{\beta} \cdot \frac{Ku}{1 - Ku}, \text{ где}$$

$$Ku = \frac{M(\varepsilon_m) \cdot \beta}{T} + \frac{\beta}{|\varepsilon_Ф|}$$

Так как фактор умножения $M(\varepsilon_m)$ очень мал при $\varepsilon_m < 0$, то средняя мощность слабо зависит от ε_m в подкритике.

5. Флуктуации импульсов мощности

В импульсном реакторе имеются две причины флуктуаций интенсивности и формы вспышек. Это стохастический характер размножения нейтронов и флуктуации реактивности из-за механических колебаний. Стохастический характер размножения нейтронов (выход вторичных нейтронов υ_f на одно деление имеет разброс) сказывается при малой интенсивности источника нейтронов ($W_{ср}<100$ Вт). Механические колебания вызывают флуктуации импульсов на любом уровне мощности. Для подкритического реактора ($\varepsilon_m<0$) относительная дисперсия энергии импульса приближенно будет равна /2/:

$$\Delta_E^2 = \frac{\bar{\upsilon}\cdot\Gamma}{S\cdot\Theta_{1/2}\cdot|\varepsilon_m|},$$

где $$\Gamma = \frac{\overline{\upsilon(\upsilon-1)}}{\overline{\upsilon^2}} \approx 0{,}8; \qquad \bar{\upsilon} = 3{,}0$$

Длительность вспышки растет с ростом подкритичности, относительная дисперсия энергии импульса падает. Разброс амплитуд импульсов мощности в подкритическом реакторе будет определяться:

$$\Delta_{W\max}^2 = \frac{\bar{\upsilon}\cdot\Gamma}{2S\cdot\tau}$$

Это соотношение применимо и для мгновенной мощности в любой момент времени в подкритическом реакторе.

Для мгновенной критичности ($\varepsilon_m = 0$) дисперсия будет определяться той же формулой, что и для дисперсии мгновенной мощности в подкритическом реакторе:

$$\Delta_W^2 = \frac{\bar{\upsilon}\cdot\Gamma}{2S\cdot\tau} \cong \frac{1}{S\cdot\tau}$$

В случае $\varepsilon_m > 0$ для $t > -t_1$ число ветвей цепочек деления быстро нарастает, поэтому приращение относительной дисперсии затухает. Относительная дисперсия будет оставаться постоянной после некоторого момента времени $t' > -t_1$. Флуктуации амплитуды и энергии импульса зависят только от разброса значений мгновенной мощности при $\varepsilon_m \le 0$, который определяется формулой:

$$\Delta_W^2 = \frac{\bar{\upsilon}\cdot\Gamma}{2S\cdot\tau}$$

Среднеквадратическое отклонение амплитуд и энергии вспышек импульсного реактора с внешней модуляцией реактивности равно:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\overline{A^2} - \bar{A}^2}{\overline{A^2}}} = \sqrt{\frac{\bar{\upsilon}\cdot\Gamma}{2W_{ср}\cdot\beta\cdot\tau}} \text{ для } S_{з.н.} >> S_0.$$

Разброс интенсивности вспышек реактора, обусловленный стохастическими процессами размножения, не зависит от формы импульса реактивности и абсолютного значения реактивности.

Причиной механических флуктуаций импульсов мощности являются смещения ОПО и ДПО, фазовые колебания ОПО относительно ДПО, колебания расхода натрия.

Например, согласно экспериментальным данным на 6.06.88, средняя величина полуширины распределения энергий импульсов реактора для скорости ОПО 1500 об/мин, частоты импульсов 5 имп/сек, мощности реактора 2 МВт и расходе натрия через активную зону G=80 $м^3$/час составляла 5,3%. Максимальный размах колебаний - 40%. Из них 70% приходится на механические колебания, (17-20)% - на колебания расхода натрия через активную зону и 10% - на рассинхронизацию ОПО и ДПО и частоты импульсов реактора.

По экспериментальным данным пуска ИБР-2М на 2011 г. стандартные отклонения флуктуаций энергии импульсов мощности составили в среднем 5,9%, а размах колебаний - 39%. Из них основная доля флуктуаций мощности вызваны осевыми колебаниями подвижных отражателей.