

бильности работы МР параметры реактора могут изменяться, что приведет к флуктуациям энергии импульсов мощности. К двум предыдущим требованиям можно присовокупить третье: 3) высокая стабильность модуляции реактивности.

Как показала практика проектирования и эксплуатации МР для ИРПД, выполнение указанных требований достигается только при использовании больших вращающихся масс нейтронно-активных материалов (делящихся или отражающих нейтроны), иначе говоря, механических МР с вращательным движением. Возможны и немеханические МР.

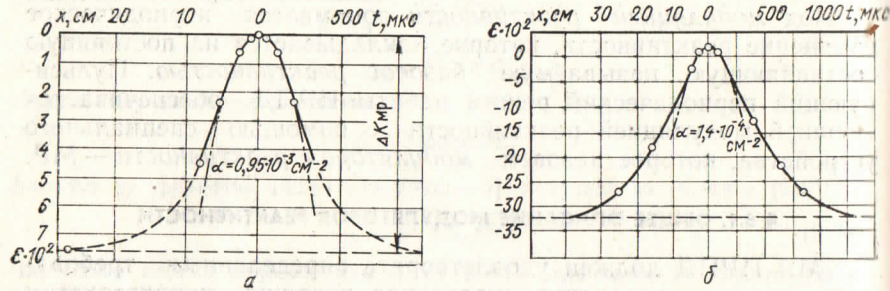


Рис. 6.1. Изменение реактивности импульсного реактора при движении основного МР:

*a* — реактор ИБР (подкритический режим, МР — урановый блок, скорость вращения — 5600 об/мин); *b* — реактор ИБР-2 (режим импульсной критичности, МР — стальной отражатель, скорость вращения — 3000 об/мин); *x* — удаление центра МР (по дуге окружности) от положения, соответствующего максимуму реактивности; *t* — то же, в единицах времени; *O* — эксперимент; — — — — аппроксимация параболы  $\alpha x^2$

Простейший МР представляет собой однородный кусок нейтронно-активного материала, укрепленный на роторе и периодически проходящий при вращении ротора около активной зоны. Для первого в мире ИРПД ИБР (Дубна) ротором МР являлся стальной диск радиусом 550 мм и толщиной 35 мм, вращающийся со скоростью до 5000 об/мин. На расстоянии 440 мм от центра в диск был запрессован малый диск из металлического урана 90%-ного обогащения (сплав с молибденом) диаметром 100 мм и толщиной 30 мм. Последний при вращении ротора проходил между двумя неподвижными частями активной зоны реактора, создавая периодическую пульсацию реактивности (рис. 6.1, *a*). На противоположной стороне ротора для баланса был запрессован такой же вкладыш из металлического урана, не содержащего делящегося изотопа  $^{235}\text{U}$ . Этот МР давал возможность работать на частоте 83,3 имп./с при длительности импульса 40 мкс и доли фоновой мощности около 4%.

Для ИРПД второго поколения с высокой средней мощностью больше подходят МР, в которых используется отражающий нейтроны материал вместо делящегося материала.

Глубина модуляции получается несколько меньше, но зато появляется возможность работать на большой мощности, так как в роторе не выделяется много тепла.

В создаваемом сейчас реакторе ИБР-2, а также в проекте PFR (США) предусмотрены модуляторы реактивности со стальным ротором сложной формы, который одновременно является и непосредственно подвижным отражателем реактора [1, 2]. Модуляция реактивности осуществляется периодическим прохождением верхней части ротора мимо активной зоны. Изменение реактивности при этом менее значительно, чем в МР реактора ИБР, но более высокая скорость отражателя относительно активной зоны компенсирует этот недостаток (см. рис. 6.1, *b*).

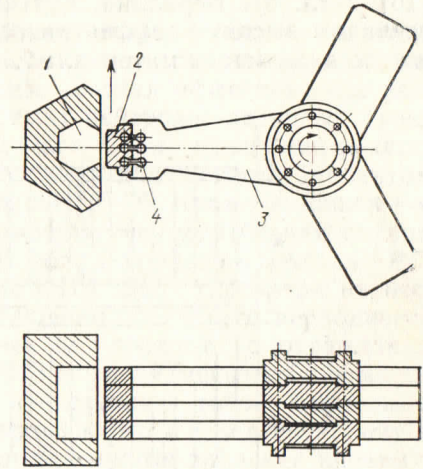


Рис. 6.2. Схема подвижного отражателя реактора SORA:

1 — активная зона; 2 — бериллиевый блок (собственно ПО); 3 — ротор; 4 — ключ соединительный

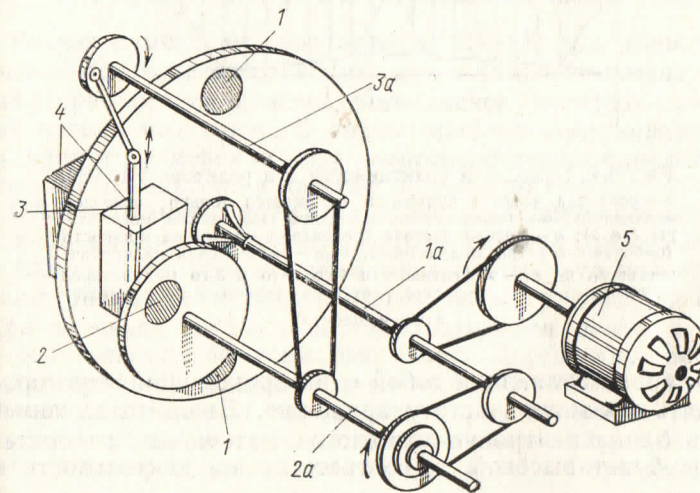


Рис. 6.3. Схема движения МР в реакторе ИБР-30:

1 — основной модулятор (диск из  $^{235}\text{U}$ ); 2 — вспомогательный модулятор (диск из  $^{235}\text{U}$ ); 3 — вспомогательный модулятор (стержень из вольфрама); 4 — две неподвижные части активной зоны с отражателями; 5 — двигатель; 1а, 2а, 3а — валы модуляторов (ременные передачи изображены для наглядности; в действительности используются зубчатые передачи)

Во многих проектах ИРПД предлагается использовать в качестве подвижного отражателя (ПО) бериллиевый блок, укрепленный на стальном (или титановом) роторе (рис. 6.2) (см. [16] к гл. 5). Бериллий, будучи хорошим отражателем, обеспечивает высокую эффективность МР, сравнимую с МР на основе делящегося материала\*.

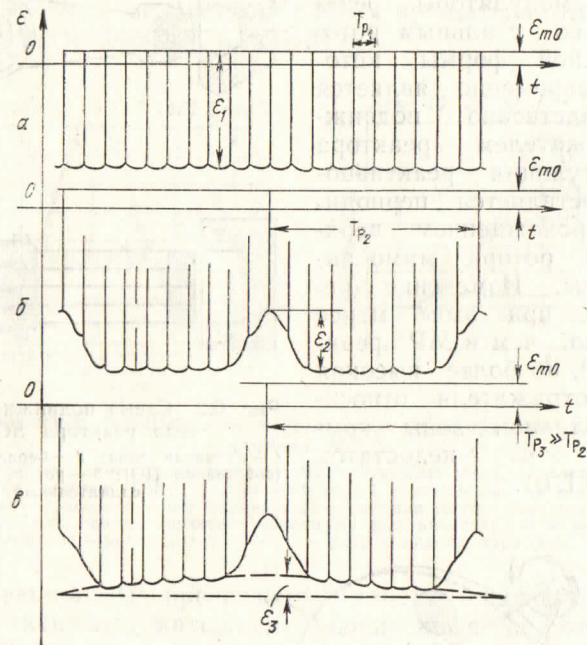


Рис. 6.4. Пульсация реактивности  $\varepsilon$  в реакторе ИБР-30:  $a$  — основная частота пульсации (вращается только основной модулятор);  $б$  — промежуточная частота (вращаются модуляторы 1 и 2);  $в$  — низкая частота следования импульсов мощности (работают все три модулятора);  $\varepsilon_{m0}$  — равновесная надкритичность;  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  — эффективности 1-го, 2-го и 3-го модуляторов соответственно;  $T_p$  — период реактора (время между импульсами мощности)

МР, представляющий собой один вращающийся ротор, должен иметь большую частоту вращения. Лишь тогда линейная скорость блока нейтронно-активного материала относительно реактора будет высокой, и, соответственно, длительность нейт-

\* Другая схема периодического МР использована на реакторе YAYOI (см. с. 101). Там применен малый образец нейтронно-активного материала (нейлон), но движущийся с очень большой скоростью — до 900 м/с, что компенсирует его малую эффективность; для снижения уровня фона имеются отражатели возвратно-поступательного действия.

ронной вспышки — малой. В ИБР-30 и ИБР-2 скорость вращения основного ротора — 50 Гц. Реактор с таким МР способен работать только при одной частоте следования вспышек — 50 имп./с.

Для получения других, более низких частот пульсации реактора используются МР с несколькими подвижными элементами, синхронно перемещаемыми. Полная эффективность вспомогательных (или дополнительных) нейтронно-активных блоков может быть много меньше основного. Схему пульсации реактивности ИРПД с одним, двумя и тремя подвижными элементами рассмотрим на примере реактора ИБР-30. Кроме основной подвижной зоны (ВПЗ) тоже из  $^{235}\text{U}$  (ОПЗ) имеется вспомогательная подвижная зона (ВПЗ) тоже из  $^{235}\text{U}$ ; объем уранового блока ВПЗ приблизительно в 5 раз меньше ОПЗ. ВПЗ укреплена на несущем стальном роторе и при вращении последнего периодически проходит мимо активной зоны на границе с отражателем (рис. 6.3). Частота вращения ВПЗ может изменяться с помощью редуктора. Третий модулятор представляет собой стержень из вольфрама, который периодически вводится в активную зону на границе с отражателем. Все три подвижные элемента кинематически связаны между собой и приводятся в движение одним двигателем. На рис. 6.4 приведен характер модуляции реактивности при движении одной, двух или трех подвижных зон одновременно.

#### § 6.2. КОЭФФИЦИЕНТ ПАРАБОЛЫ И ГЛУБИНА МОДУЛЯЦИИ РЕАКТИВНОСТИ

Расчет изменения реактивности ИРПД при движении МР производится в предположении, что в каждый момент времени в реакторе устанавливается равновесное распределение плотности потока нейтронов. В таком приближении можно расчитать кривую изменения  $\varepsilon(t)$ , непосредственно определяя  $k_{\text{эф}}$  статического реактора в каждом положении ПО.

Обычно бывает трудно охватить весь диапазон положений ПО либо по соображениям точности расчета, либо из-за того, что размерность используемой программы численного расчета меньше размерности задачи (размерность задачи расчета ПО всегда не менее 2). Но и нет необходимости знать детальный ход реактивности во всем диапазоне. Достаточно вычислить реактивность как функцию времени  $\varepsilon(t)$  вблизи максимума реактивности, которая определяет форму импульса мощности, а также глубину модуляции реактивности  $\Delta k_{\text{МР}}$ , от которой зависит доля фоновой мощности (см. гл. 5). Обратимся к анализу  $\varepsilon(t)$ .

Изменение реактивности в течение всего времени формирования вспышки мощности составляет обычно не более (1—2)  $10^{-3} k_{\text{эф}}$ ; значит, при расчете  $\varepsilon(t)$  можно применять теорию возмущений.

Для определенности рассмотрим однородный блок ПО в форме параллелепипеда, движущийся в какой-то среде в направлении  $y$  (рис. 6.5). Небольшое смещение блока  $h$  эквивалентно добавлению на его периферию в направлении движения слоя толщиной  $h$  с изъятием такого же слоя среды и изъятию слоя такой же толщины со стороны, противоположной направ-

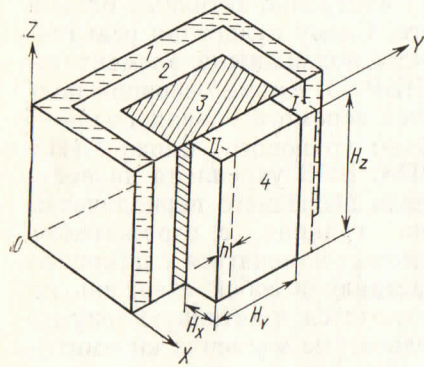


Рис. 6.5. Геометрическая схема реактора с ПО при расчете по методу Монте-Карло:

1 — замедлитель нейтронов; 2 — стационарный отражатель; 3 — активная зона; 4 — подвижный отражатель ПО

лению движения с заменой его материалом среды. В соответствии с теорией возмущения первого порядка изменение реактивности

$$\frac{\Delta k}{k} = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{(\varphi^*, \delta_1 \hat{\mathcal{L}}\varphi)}{(\varphi^*, \lambda \hat{\mathcal{N}}\varphi)} - \frac{(\varphi^*, \delta_2 \hat{\mathcal{L}}\varphi)}{(\varphi^*, \lambda \hat{\mathcal{N}}\varphi)} = \frac{1}{(\varphi^*, \lambda \hat{\mathcal{N}}\varphi)} \{(\varphi^*, \delta_1 \hat{\mathcal{L}}\varphi) - (\varphi^*, \delta_2 \hat{\mathcal{L}}\varphi)\}.$$

Здесь обозначено:  $\varphi$  и  $\varphi^*$  — плотность потока и ценность нейтронов;  $\lambda$  — собственное значение уравнения переноса нейтронов  $\hat{\mathcal{L}}\varphi = \hat{\mathcal{K}}\varphi - \lambda \hat{\mathcal{N}}\varphi$ ;  $\hat{\mathcal{K}}$  — оператор «гибели» нейтронов;  $\hat{\mathcal{N}}$  — оператор генерации нейтронов;

$$\delta \hat{\mathcal{L}}\varphi = \varphi \delta \Sigma - \int d\Omega' \int dE' \varphi' \delta W_s(\mu_0, E' \rightarrow E) - \lambda \int d\Omega' \int dE' \varphi' \delta W_f(\mu_0, E' \rightarrow E) \quad (6.2)$$

— вариация оператора  $\hat{\mathcal{L}}$ ;  $\mu_0$  — косинус угла рассеяния. Последнее слагаемое в уравнении (6.2) равно нулю (нет делений в блоке ПО). Интегрирование в правой части этого соотношения производится по областям I или II соответственно для  $\delta_1 \hat{\mathcal{L}}\varphi$  и  $\delta_2 \hat{\mathcal{L}}\varphi$  (см. рис. 6.5). Так как рассматриваются малые смещения  $h$ , плотность потока и ценность нейтронов можно выразить двумя членами ряда разложения по степеням  $y$  на обеих границах ПО:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\varphi} &\approx \varphi_{y_0} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=y_0} (y - y_0) = \varphi_0 + \varphi'_0 (y - y_0), \\ \tilde{\varphi}^* &\approx \varphi_{y_0}^* + \frac{\partial \varphi^*}{\partial y} \Big|_{y_0} (y - y_0) = \varphi_0^* + \varphi_{0'}^* (y - y_0). \end{aligned} \right\} \quad (6.3)$$

Теперь заменим объемные интегралы в выражении  $(\varphi^*, \delta \hat{\mathcal{L}}\varphi)$  поверхностными по границам возмущенных областей и интегралом по  $y$ :

$$\begin{aligned} (\varphi^*, \delta_1 \hat{\mathcal{L}}\varphi) &= \int_{s_i} ds \cos \gamma_{s_i} \int_{\Omega} \int_E d\Omega dE \int dy \tilde{\varphi}^* \tilde{\varphi} \delta \Sigma - \\ &- \int_{s_i} ds_i \int_{\Omega} d\Omega \int_E dE \int_y dy \varphi^* \left[ \int d\Omega' \int dE' \tilde{\varphi}^* \delta W_s \right] = \\ &= \int_{s_i} \cos \gamma_{s_i} ds \iint d\Omega dE \left\{ \varphi_{0i} \varphi_{0i}^* h_i + (\varphi_{0i}^* \varphi'_{0i} + \varphi_{0i} \varphi_{0i}^*) \frac{h^2}{2} + \right. \\ &+ \left. \varphi'_{0i} \varphi_{0i}^* \frac{h^3}{3} \right\} \delta \Sigma - \int_{s_i} \cos \gamma_s ds \iint d\Omega dE \left\{ \varphi_{0i}^* \iint d\Omega' dE' \varphi_{0i} \delta W_s h + \right. \\ &+ \left. \varphi_{0i}^* \iint d\Omega' dE' \varphi'_{0i} \delta W_s \frac{h^2}{2} + \left[ \iint d\Omega' dE' \varphi_{0i} \delta W_s \right] \times \right. \\ &\times \left. \varphi_{0i}^* \frac{h^2}{2} + \left[ \iint d\Omega' dE' \varphi'_{0i} \delta W_s \right] \varphi_{0i}^* \frac{h^3}{3} \right\} = \iint ds d\Omega dE \cos \gamma_s \times \\ &\times \left\{ \varphi_{0i}^* \left( \varphi_{0i} \delta \Sigma - \iint d\Omega' dE' \varphi_{0i} \delta W_s \right) h + \left[ (\varphi_{0i}^* \varphi'_{0i} + \varphi_{0i} \varphi_{0i}^*) \delta \Sigma - \right. \right. \\ &- \left. \left. \varphi_{0i}^* \iint d\Omega' dE' \varphi'_{0i} \delta W_s + \varphi_{0i}^* \iint d\Omega' dE' \varphi_{0i} \delta W_s \right] \frac{h^2}{2} + \right. \\ &+ \left. \left[ \varphi_{0i}^* \left( \varphi'_{0i} - \iint d\Omega' dE' \varphi'_{0i} \delta W_s \right) \right] \frac{h^3}{3} \right\}, \end{aligned}$$

где  $\gamma_s$  — угол между осью  $y$  и нормалью к поверхности ПО в точке  $(x, y_{0i}, z)$ ;  $i=1,2$ .

Для симметричного относительно плоскости  $XZ$  подвижного отражателя и симметричной относительно той же плоскости активной зоны плотность потока и ценность нейтронов равны на обеих границах, а их производные  $\varphi_0$  и  $\varphi_{0'}$  имеют разные знаки на границах:

$$\begin{aligned} \varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi_0; \quad \varphi_{01}^* = \varphi_{02}^* = \varphi_0^*; \\ \varphi'_{01} = -\varphi'_{02} \quad \text{и} \quad \varphi_{01}^* = -\varphi_{02}^*. \end{aligned}$$

В разности интегралов  $(\varphi^*, \delta_1 \hat{\mathcal{L}}\varphi)$  и  $(\varphi^*, \delta_2 \hat{\mathcal{L}}\varphi)$  исчезают члены при нечетных степенях  $h$ . В результате для изменения реактивности получаем

$$\frac{\Delta k}{k} = -h^2 \frac{1}{(\varphi^*, \lambda \hat{\mathcal{N}} \varphi)} \int ds \cos \gamma_s \iint d\Omega dE [(\Phi_0^* \Phi_0' + \Phi_0 \Phi_0'^*) \delta \Sigma - \int d\Omega dE (\Phi_0^* \Phi_0' + \Phi_0 \Phi_0'^*) \delta W_s] \quad (6.4)$$

(поверхностный интеграл берется только по передней границе ПО). Мы показали, что при небольших смещениях симметричного блока МР реактивность пропорциональна квадрату смещения  $h$ . Коэффициент при  $h^2$  в формуле (6.4) обычно обозначают  $\alpha$  и называют *коэффициентом параболы реактивности* МР. Размерность этого коэффициента —  $\text{см}^{-2}$ . Значение  $\alpha$  составляет от  $10^{-4}$  до  $10^{-3} \text{ см}^{-2}$  для МР оптимальной конструкции.

Для полного описания вспышки мощности ИРПД с однородным МР всегда достаточно знать только коэффициент  $\alpha$  (и, разумеется, скорость МР)\*. Детальный ход реактивности в области непараболической зависимости ее от времени несуществен, так как выделяемая в реакторе за этот период энергия ничтожна. Существенна лишь полная эффективность блока МР, или глубина модуляции реактивности  $\Delta k_{\text{МР}}$ , которая определяет фон реактора:

$$N_{\Phi} / \bar{N} = \beta_{\text{эф}}^{(\Phi)} / |\varepsilon_m - \Delta k_{\text{МР}}|. \quad (6.5)$$

Здесь  $\beta_{\text{эф}}^{(\Phi)}$  — эффективная доля запаздывающих нейтронов в реакторе с выведенным МР. Полная эффективность блока — понятие обычное в физике реакторов и не требует специального обсуждения. Полезно только заметить, что в большинстве случаев не удается хорошо рассчитать величину  $\Delta k_{\text{МР}}$  методами теории возмущения; чтобы ее оценить, непосредственно рассчитывается  $k_{\text{эф}}$  для двух положений блока МР.

Возвращаемся к анализу коэффициента  $\alpha$ . Для качественного исследования зависимости  $\alpha$  от материала, размеров и формы блока ПО используем более простую запись формулы (6.4), считая, что: 1) задача односкоростная; 2) рассеяние изотропное без захвата; 3) геометрия реактора двумерная ( $XU$ ); 4) однородный блок ПО перемещается в вакууме; 5) границы реактора и ПО выпуклые (это условие принципиально несправедливо, если размер  $H_y$  ПО меньше полного размера реактора в направлении  $Y$ , однако невыполнение этого условия не меняет качественных выводов).

Если использовать условия 1)–4), то формула (6.4) редуцируется до

$$\alpha = \frac{\Sigma_s}{4\pi (\varphi^*, \lambda \hat{\mathcal{N}} \varphi)} \left[ \int dx (\Phi_0^* \Phi_0' + \Phi_0 \Phi_0'^*) - \int dx \int d\Omega (\Phi_0^* \Phi_0' + \Phi_0 \Phi_0'^*) \right],$$

\* Нельзя описать параболой изменение реактивности в ИРПД с модулятором гетерогенной структуры, рассматриваемым в § 6.5.

где  $\Phi_0 = \int d\Omega \Phi_0(x, y_0, \Omega)$ ,  $\Phi_0' = \int d\Omega \Phi_0'(x, y_0, \Omega)$  (также определены  $\Phi_0^*$  и  $\Phi_0'^*$ ). Из-за условия 5) второе слагаемое в квадратных скобках равно нулю (либо плотность потока, либо ценность нейтронов для каждого значения  $\Omega$  равна нулю). Используя сокращенное обозначение для интеграла от произведения функций, запишем

$$\alpha = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \frac{(\Phi_0^*, \Phi_0')_{y_0} + (\Phi_0'^*, \Phi_0)_{y_0}}{(\varphi^*, \lambda \hat{\mathcal{N}} \varphi)} \quad (6.6)$$

(индекс  $y_0$  показывает, что интеграл берется по границе ПО).

**Материал ПО и  $\alpha$ .** Прежде всего, согласно формуле (6.6),  $\alpha$  пропорционален сечению рассеяния нейтронов в материале ПО. Но от сечения рассеяния в ПО зависит также и распределение плотности потока и ценности на границе ПО с вакуумом (границы I и II на рис. 6.5). Для хорошего рассеивателя потоки и их градиенты на границе выше, чем для плохого. Значит, параметр  $\alpha$  зависит сильнее, чем линейно, от сечения рассеяния нейтронов в ПО. Можно показать, что рассеивающие свойства материала ПО сказываются на  $\alpha$  существеннее, чем на его полной эффективности. Так, отражатель из бериллия имеет  $\alpha$  в 2–2,2 раза выше, чем стальной отражатель, в то время как полные эффективности того и другого отличаются в 1,7 раза [3].

**Влияние размеров прямоугольного ПО на  $\alpha$ .** Очевидно, что размеры блока ПО в направлениях  $X$  и  $Z$  должны быть максимальны —  $\alpha$  растет с увеличением этих размеров. В направлении  $Y$  существует оптимальный размер блока, при котором  $\alpha$  максимально. Действительно, плотность потока (и ценность) нейтронов убывает с удалением от центральной плоскости  $XZ$  (см. рис. 6.5) в направлении  $Y$  сначала медленно, около границы активной зоны и отражателя быстрее, а в отражателе — снова медленно. В центральной плоскости  $d\Phi/dy$  и  $d\Phi^*/dy$  равны нулю — и параметр  $\alpha$ , который пропорционален производной от плотности потока на границе МР, равен нулю для ПО очень малого размера ( $H_y \sim 0$ ). На большом расстоянии от центра и плотность потока, и его производная малы — и снова  $\alpha \rightarrow 0$  для очень большого размера  $H_y$  блока ПО. Максимальное значение  $\alpha$  достигается при  $H_y$ , приблизительно равном размеру активной зоны [2–4].

Следует подчеркнуть, что максимум функции  $\alpha(H_y)$  очень пологий, и это упрощает задачу оптимизации ПО.

**Влияние формы и композиции реактора на  $\alpha$ .** Форма и композиция активной зоны и неподвижного отражателя реактора влияют на параметр  $\alpha$  через распределение плотности потока и ценности нейтронов на движущейся поверхности ПО. Чувствительность характеристик ПО к форме активной зоны

Таблица 6.1  
Зависимость характеристик ПО от соотношения размеров  
прямоугольной активной зоны (расчет)

Параметр	Вариант активной зоны			
	I	II	III	IV
Размер активной зоны XYZ, см	25,6×24,8×30	22,9×23,3×37	20,2×24×45	17,5×24×60
Эквивалентный диаметр сечения активной зоны $D = 2\sqrt{XY/\pi}$	28,6	26,1	25,0	23,1
Вытянутость активной зоны Z/D	1,05	1,42	1,80	2,6
Уплотнение сечения активной зоны X/Y	1,03	0,98	0,84	0,73
Полная эффективность ПО $\Delta k$ , % $k_{эф}$	4,7±0,1	5,0±0,1	6,1±0,1	6,9±0,2
Коэффициент параболы реактивности $\alpha$ , $10^{-4}$ см <sup>-2</sup>	1,9±0,3	1,7±0,3	2,0±0,3	2,2±0,4

рассчитывалась и определялась на критических сборках моделей импульсных реакторов [2, 4, 5]. Некоторые результаты приведены в табл. 6.1. Общий вывод проведенного анализа: параметр  $\alpha$  мало чувствителен к геометрии активной зоны (для не слишком экстремальных форм); диапазон его изменения — 10—20%. Полная эффективность ПО  $\Delta k$  более существенно зависит от геометрии активной зоны. Наиболее выгодная форма активной зоны — призма с сечением в виде эллипса или шестиугольника, слегка усеченного около ПО; направление движения ПО перпендикулярно к оси призмы. Отношение высоты призмы к эквивалентному диаметру следует брать  $\sim 2$ .

Параметр  $\alpha$  можно увеличить, вводя поглощающий нейтроны слой между подвижным и стационарным отражателем. При этом возрастает производная потока и ценности нейтронов в направлении перемещения ПО [4].

**Форма блока ПО.** Детальных теоретических (так же как и экспериментальных) исследований влияния формы поверхности

ПО на  $\alpha$  не проводилось. По-видимому, коэффициент  $\alpha$  не очень чувствителен к кривизне поверхности ПО, так как важна лишь площадь проекции ПО на плоскость, перпендикулярную движению [ $\cos \gamma_s$  в формуле (6.4)].

**Направление движения блока.** Гораздо важнее для параметра  $\alpha$  направление движения блока ПО. Максимальное значение  $\alpha$  достигается в том случае, когда вектор скорости блока совпадает с градиентами плотности потока и ценности нейтронов, так как значения производных  $d\phi/du$  или  $d\phi^*/du$  тогда максимальны.

**Дисковый вариант модулятора.** Ротор МР может быть выполнен в виде диска (пусть сечение его материала  $\Sigma_{s1}$ ), в который вложен нейтронно-активный материал с сечением  $\Sigma_{s2} > \Sigma_{s1}$ , являющийся собственно подвижным модулятором. Очевидно, что на границе блока МР и диска градиенты плотности потоков и ценности нейтронов меньше, чем на границе с вакуумом. Вследствие этого  $\alpha$  для дискового варианта МР более чем в  $\Sigma_{s2}/(\Sigma_{s2}-\Sigma_{s1})$  раз ниже в сравнении с роторным вариантом. Однако было бы большой ошибкой считать, что параметр  $\alpha$  для дискового МР пропорционален разности эффективностей материалов диска и подвижного отражателя. Необходимо производить специальный расчет плотности потоков и ценности в этом случае.

**МР из делящегося вещества.** Все вышесказанное справедливо и для блока МР из делящегося вещества. В формуле для  $\alpha$  (6.4) под знаком двойного интеграла добавляется член, в точности повторяющий выражение  $\delta W_s$  с заменой последнего на  $\delta W_f$ . Для изотропного вылета нейтронов при делении  $\delta W_f = v\Sigma_f/4\pi$ . Блок делящегося вещества эффективнее размещать внутри активной зоны — в этом случае направление движения блока совпадает с направлением градиента потока, что обеспечивает высокие значения параметра  $\alpha$  (для ИБР  $\alpha \sim 10^{-3}$  см<sup>-2</sup>).

**Чувствительность  $\alpha$  к виду индикатрисы рассеяния.** Величина  $\delta W_s$  при движении ПО в вакууме равна сечению рассеяния, умноженному на индикатрису рассеяния:

$$\delta W_s = \Sigma_s g(\mu_0),$$

где  $\mu_0$  — косинус угла между направлениями скорости нейтрона до и после рассеяния. Интегрирование в формуле (6.4) по углу производится на границе ПО с вакуумом, где особенно сильна зависимость плотности потока от направления скорости нейтрона, что дает основание ожидать высокой чувствительности параметра  $\alpha$  к виду индикатрисы рассеяния  $g(\mu_0)$ . Проверочные расчеты показывают, что для индикатрисы рассеяния в  $P_1$ -приближении величина  $\alpha$  в  $1/(1-\mu_0)$  раз больше, чем для

транспортного приближения, где  $\mu_c$  — средний косинус угла рассеяния. Более высокие приближения дадут большее отклонение значения  $\alpha$  от его значения для изотропного рассеяния. Это обстоятельство (наряду с многомерностью задачи) диктует инженеру необходимость рассчитывать плотности потоков и ценности нейтронов в реакторе для формулы теории возмущений (6.4) в кинетических приближениях к уравнению Больцмана.

### § 6.3. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ПАРАБОЛЫ РЕАКТИВНОСТИ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В настоящее время для оценки  $\alpha$  используется только метод Монте-Карло. Читатель, не знакомый с методами статистических испытаний, может пропустить этот раздел.

Рассмотрим реактор, схема которого приведена на рис. 6.5. Коэффициент размножения как функцию  $h$  — смещения ПО из положения, симметричного относительно активной зоны, выразим рядом Тейлора:

$$k(h) = k(0) + \frac{1}{2} k''_{h=0} h^2 + \frac{1}{24} k''''_{h=0} h^4 + \dots, \quad (6.7)$$

где  $k''$ ,  $k''''$  — вторая и четвертая производные от коэффициента размножения по параметру  $h$ . Нечетные производные равны нулю из-за симметрии задачи. Ограничимся второй производной, тогда

$$k(h) = k(0) + \frac{1}{2} k''_{h=0} h^2 = k(0) - \alpha h^2. \quad (6.8)$$

Формула (6.8) дает два возможных выражения для  $\alpha$ :

$$\alpha = [k(h) - k(0)]/h^2 = \Delta k/h^2. \quad (6.9)$$

Дифференцируя (6.8) по  $h$  при  $h_0 \neq 0$ , получаем

$$k'_{h_0} = 2\alpha h_0; \quad \alpha = k'_{h_0}/2h_0. \quad (6.10)$$

Метод статистических испытаний позволяет оценивать  $\alpha$  по любому из этих двух выражений\*.

**Оценка  $\alpha$  по формуле (6.9) [6].** Применительно к методу статистических испытаний формулу малых возмущений в реакторе можно записать так:

$$\Delta k = (\varphi^*, \Delta N \varphi) / (\varphi^*, \varphi). \quad (6.11)$$

\* Читатель может справедливо заметить, что существует и третья формула для  $\alpha$ :  $\alpha = -\frac{1}{2} k''_{h=0}$ . В принципе, расчет второй производной методом Монте-Карло возможен, но алгоритм решения получился бы чрезвычайно сложный.

Здесь интегральный оператор  $\Delta N$  действует по правилу:

$$\Delta N \varphi = N_2 \varphi - N_1 \varphi;$$

$$N_i \varphi = \int_U p_i(u, u') \varphi(u') du';$$

$$\Delta N \varphi = \int_U \Delta p(u, u') \varphi(u') du',$$

где  $U$  — объем фазового пространства блужданий нейтрона;  $u, u' \in U$ ;  $p(u, u')$  — плотность нейтронов в точке  $u$ , «рожденных» нейтронами, испущенными из точки  $u'$ ;  $\varphi(u)$  — собственная функция оператора  $N$ , «равновесная» плотность генерации нейтронов деления;  $\varphi^*(u)$  — собственная функция сопряженного оператора; индексы 1 и 2 относятся к величинам для невозмущенного и возмущенного реактора соответственно;  $(x, y)$  — скалярное произведение функций  $x$  и  $y$ .

Числитель дроби (6.11) представляет собой количество дополнительных нейтронов, рожденных в реакторе за счет возмущения (в нашем случае — за счет смещения ПО), с учетом их ценности; знаменатель — суммарную генерацию ценности в реакторе. Эффект реактивности (см. рис. 6.5) складывается из: 1) эффекта добавления к ПО слоя  $I$ ; 2) эффекта удаления слоя  $II$ . Некоторые нейтронные траектории, начинающиеся в активной зоне, проходят через области  $I$  и  $II$  ПО. В процессе моделирования они расщепляются. По одной ветви траектории нейтрон движется в области возмущения без столкновения; нейтрону приписывается дополнительный вес  $\omega_g = \pm \omega_0 [1 - \exp(-\Sigma_t l)]$ , где  $l$  — длина пути в возмущенной области; знак «+» или «-» относится к области  $I$  или  $II$  соответственно;  $\omega_0$  — основной вес нейтрона, который равен 1 при рождении и в каждом столкновении меняется по правилу

$$\omega_{0(i+1)} = \omega_{0i} (1 - \nu \Sigma_f / \Sigma_t). \quad (6.12)$$

Основной вес  $\omega_0$  нейтрона в области  $I$  не изменяется. В области  $II$  он становится равным  $\omega = \omega_0 \exp(-\Sigma_t l)$ .

Вторая ветвь траектории нейтрона продолжается из точки «вынужденного» столкновения внутри возмущенной области; пробег до «вынужденного» столкновения разыгрывается известным способом [7]:

$$L = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln \{1 - \gamma [1 - \exp(-\Sigma_t l)]\}.$$

(Здесь  $\gamma$  — случайное число, равномерно распределенное в интервале  $[0, 1]$ ). Дополнительный вес нейтрона в этой ветви также равен  $\omega_g = \pm \omega_0 [1 - \exp(-\Sigma_t l)]$ , однако знаки меняются на обратные для  $I$  и  $II$  областей по сравнению с первой ветвью траектории. Основной вес в области  $II$  становится равным  $\omega_0 [1 - \exp(-\Sigma_t l)]$ , а в области  $I$   $\omega = 0$ . Далее траектория

строится по обеим ветвям до «гибели» нейтрона, причем дополнительный вес меняется при каждом последующем столкновении так же, как и основной. Легко убедиться, что величина

$$\Delta k = \frac{\sum_i w_{gi} \varphi_i^* (v\Sigma_f/\Sigma_t)_i}{\sum_i w_{0i} \varphi_i^* (v\Sigma_f/\Sigma_t)_i}, \quad (6.13)$$

где  $\varphi_i^*$  — ценность нейтрона деления, которое произошло в точке  $r_i$ , а суммирование проводится по всем столкновениям нейтронов в реакторе, есть оценка  $\Delta k$  в соответствии с формулой малых возмущений (6.11).

**Оценка  $\alpha$  по формуле (6.10) [5].** В этом случае алгоритм оценки  $\alpha$  упрощается, так как вместо  $\Delta k$  рассчитывается первая производная от коэффициента размножения. Разделим  $\Delta k$ , определенную в (6.13), на  $\Delta h$  и сделаем предельный переход; это позволит получить формулу для оценки  $k'_{h \rightarrow 0}$  в рамках теории возмущений:

$$\begin{aligned} k'_{h \rightarrow 0} &= \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{\Delta k}{\Delta h} = \frac{1}{\sum_i w_i \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t} \varphi_i^*} \sum_i \varphi_i^* \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta h} \left\{ w_{gi} \frac{v\Sigma_{fi}}{\Sigma_{ti}} \right\} = \\ &= \frac{1}{\sum_i w_i \varphi_i^* \left( \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t} \right)_i} \sum_s \varphi_s^* \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{\Delta h} \sum_l w_{gl,s} \left( \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t} \right)_l \right\}, \end{aligned}$$

где суммирование с индексом  $s$  проводится по всем расщепленным ветвям траекторий, а с индексом  $l$  — по всем столкновениям, принадлежащим ветви  $s$ ;  $w_{gl,s} = w_{gs} \prod_{p=1}^{l-1} [1 - (v\Sigma_{fp}/\Sigma_{tp})_p]$ ,

$p$  — номер столкновения в одной ветви;  $w_{gs}$  — дополнительный вес, приобретенный нейтроном в начале ветви  $s$ .

Естественно, что при расчете  $k'_h$  ПО сдвинут на расстояние  $h_0$  от симметричного положения, а области  $I$  и  $II$  вырождаются в плоскости. Следовательно, ветви расщепленных траекторий строятся в невозмущенном реакторе, а потому величины  $v\Sigma_f/\Sigma_t$  не зависят от  $\Delta h$ . Значит,

$$\begin{aligned} k'_h &= \frac{1}{\sum_i w_i \varphi_i^* (v\Sigma_f/\Sigma_t)_i} \sum_s \varphi_s^* \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{w_{gs}(\Delta h)}{\Delta h} \sum_l \left( \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t} \right)_l \times \\ &\quad \times \prod_{p=1}^{l-1} \left( 1 - \frac{v\Sigma_{fp}}{\Sigma_{tp}} \right). \end{aligned}$$

Если существует  $\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta h} w_{gs}(\Delta h) = w'_{gs}$ , то

$$k'_h = \frac{1}{\sum_i w_i \varphi_i^* (v\Sigma_f/\Sigma_t)_i} \sum_i w'_{gi} \left( \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t} \right)_i \varphi_i^*, \quad (6.14)$$

где  $w'_{gi} = w'_{gs} \prod_{p=1}^{p_i} \left[ 1 - \left( \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t} \right)_p \right]$ ,  $p_i$  — порядковый номер  $i$ -го столкновения в  $s$ -й ветви.

Из формул (6.14) и (6.13) следует, что  $k'_h$  можно оценить тем же алгоритмом, что и  $\Delta k$ , введя вместо дополнительного веса при пересечении нейтрона боковых границ ПО  $y=y_1$  и  $y=y_2$  вес

$$w'_g = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{w_g(\Delta h)}{\Delta h}.$$

Отличие в геометрии реактора при расчете  $k'_h$  состоит в том, что, как уже говорилось, ПО сдвинут на величину  $h_0$ ; пробег в вырожденных областях возмущения  $I$  и  $II$  не разыгрывается ( $\Delta h=0$ ), и они вырождаются в плоские грани. Рекомендуется брать  $h_0$  как можно больше, не выходя, разумеется, из области параболической зависимости  $\Delta k(h)$ .

Можно доказать, что  $w' = w\Sigma_t/|\mu_y|$  ( $\mu_y$  — направляющий косинус скорости нейтрона в момент пересечения граничных плоскостей ПО  $y=y_1$  или  $y=y_2$ ).

Расстояние до ближайшей границы возмущенной области по лучу равно

$$l = \Delta h/|\mu_y|, \text{ если } \Delta u|\mu_y|/\mu_u > \Delta h, \quad (6.15)$$

и  $l = \min\{\Delta u/\mu_u\}$  в остальных случаях, и обозначены координаты входа в возмущенную область ( $x$  или  $z$ ), а  $\Delta u$  — разность координат  $x-x_1$ ,  $x-x_2$ ,  $z-z_1$ ,  $z-z_2$ .

Функции распределения параметров нейтрона  $\mu_x$ ,  $\mu_y$ ,  $\mu_z$ ,  $x$ ,  $z$ , составляющих левую часть неравенства (6.15), не зависят от  $\Delta h$ ; следовательно, не зависят от  $\Delta h$  и функция распределения положительной величины  $\Delta u|\mu_y|/\mu_u$ . В таком случае достоверность вышеприведенного неравенства стремится к 1 при  $\Delta h \rightarrow 0$ ; другими словами, вероятность того, что нейтрон войдет в возмущенную область через границы  $x=x_1$ ,  $x_2$  или  $z=z_1$ ,  $z_2$ , стремится к 0 при  $\Delta h \rightarrow 0$ . Значит  $\lim_{\Delta h \rightarrow 0} l = \Delta h/|\mu_y| = 0$ . Теперь, очевидно, имеем

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \frac{w_g(\Delta h)}{\Delta h} = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} w_0 \frac{1 - \exp(-\Sigma \Delta h/|\mu_y|)}{\Delta h} = w_0 \frac{\Sigma}{|\mu_y|},$$

что и требовалось доказать.

Таким образом, при расщеплении траектории нейтрона на границе  $y_1$  вводятся «веса»:

$$\left. \begin{aligned} \text{первая ветвь} & \quad \omega = w_0 \quad \omega'_g = w_0 \Sigma_t / |\mu_y|; \\ \text{вторая ветвь} & \quad \omega = 0 \quad \omega'_g = -w_0 \Sigma_e / |\mu_y|. \end{aligned} \right\} \quad (6.15')$$

а на границе  $y_2$  значения  $\omega_g'$  берутся с противоположными знаками.

В соотношения (6.13) и (6.14) для оценки  $\alpha$  входит ценность нейтронов деления, которая должна быть априори задана как функция координаты точки деления. Обычно хорошие результаты получаются при аппроксимации  $\varphi^*$  функцией распределения плотности делений в активной зоне [5]. Последняя может быть рассчитана аналитически или численно для приближенной модели реактора, например в диффузионном односкоростном приближении.

**Алгоритм точного расчета  $k_h'$  по методу Монте-Карло для подвижного отражателя.** Соотношения для оценки производных коэффициента размножения по произвольному параметру получены Г. А. Михайловым в работе [8]. Для первой производной по параметру  $c$  имеем

$$k'_{c(n)} = (1, N^{n-1} N' \varphi) / k^{n-1}(1, \varphi), \quad (6.16)$$

где  $n=1, 2, 3, \dots$ ;

$$N' \varphi = \int_V \frac{\partial p}{\partial c}(u, u') \varphi(u') du';$$

другие обозначения см. в начале параграфа. Автор работы [8] показал, что  $k'_c = \lim_{n \rightarrow \infty} k'_{c(n)}$ .

Рассмотрим алгоритм расчета величины

$$k'_{c(n)} k^{n-1} = (1, N^{n-1} N' \varphi) / (1, \varphi)$$

в частном случае, когда параметр  $c$  есть сдвиг ПО из положения, несимметричного относительно активной зоны. Пусть исходное поколение нейтронов распределено по собственной функции  $\varphi$ . Тогда  $N' \varphi$  — распределение источников в следующем, втором поколении, образовавшемся в результате захвата нейтронов с дополнительными весами  $\omega_g$ , приобретенными при прохождении подвижных ( $I$  и  $II$ ) границ отражателя. Эти веса даются соотношениями (6.15').

Алгоритм розыгрыша последующих поколений обычен; в каждом поколении, начиная со второго, вычисляется отношение суммы весов нейтронов нового поколения к сумме их весов в предыдущем поколении  $M$ :

$$k_q^* = \frac{1}{M} \sum_i \omega_{iq} (\nu \Sigma_f / \Sigma_i)_i,$$

где  $q=2, 3, \dots, n+1$ . Для  $q=2$   $\omega_{iq} = \omega_{qi}'$ . Величина  $k'_n k^{n-1}$  оценивается произведением  $\prod_{q=2}^{n+1} k_q^*$ . Рекомендуемое значение  $n=4 \div 5^*$ .

\* Похожий метод расчета  $k_h'$  излагается в работе [9].

**К расчету подвижного отражателя непрямоугольного сечения.** Те же методы расчета величины  $\alpha$  могут быть применены к ПО любой формы. Алгоритм расчета практически остается прежним, за исключением формул для  $\omega_{gs}$ . Рассмотрим ПО в виде призмы с трапецидальным сечением в плоскости  $XU$  (рис. 6.6). Запишем уравнения плоскостей, образующих боковые, непараллельные стороны призмы, в виде

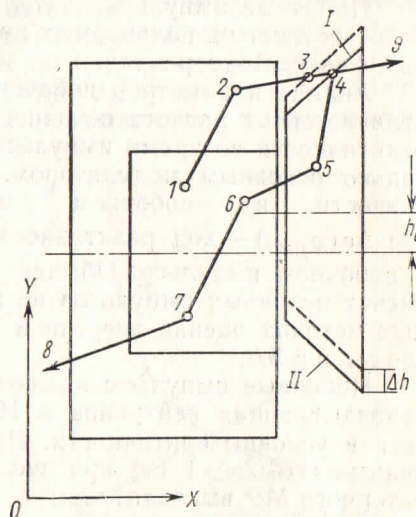
$$A_1 x + B_1 y + 1 = 0; A_2 x + B_2 y + 1 = 0.$$

Нетрудно убедиться, что в этом случае [см. (6.15)]

$$l \rightarrow \left| \frac{B_k}{A_k \mu_x + B_k \mu_y} \right| \Delta h \text{ при } \Delta h \rightarrow 0$$

Рис. 6.6. Схема розыгрыша траектории нейтрона при расчете модели реактора с ПО по методу Монте-Карло:

$I$  и  $II$  — подвижные границы ПО;  $1$  — место «рождения» нейтрона;  $(1-2-3)$  — траектория до расщепления;  $(4-9)$  — первая ветвь расщепленной траектории;  $(4-8)$  — вторая ветвь расщепленной траектории



( $k=1$  или  $2$  соответственно для  $I$  и  $II$  сторон призмы;  $l$ , как и раньше, — расстояние до ближайшей границы возмущенной области, между точками 3 и 4 на рис. 6.6).

Следовательно, в формулах для  $\omega_g'$  (6.15') нужно вместо  $1/|\mu_y|$  использовать

$$\left| \frac{B_1}{A_1 \mu_x + B_1 \mu_y} \right| \text{ и } \left| \frac{B_2}{A_2 \mu_x + B_2 \mu_y} \right|$$

соответственно для границ  $I$  и  $II$ .

#### § 6.4. ПОБОЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ МОЩНОСТИ. ВЫБОР ЧАСТОТ ВРАЩЕНИЯ ДМР

В МР с несколькими роторами максимальное значение реактивности достигается в тот момент, когда все подвижные зоны находятся в реакторе. Импульсы мощности, которые развиваются в таком положении модуляторов, называются основными; частота их повторения равна наибольшему общему делителю частот всех модуляторов:

$$\omega_0 = \omega_1 / N_1 = \omega_2 / N_2 = \omega_3 / N_3,$$

где  $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3$ , а  $N_1, N_2, N_3$  — целые числа, взаимно простые. При прохождении только одной (основной) подвижной зоны



вблизи реактора получается небольшой всплеск мощности, который называют *побочным импульсом*. Количество побочных импульсов на один основной равно числу оборотов основной подвижной зоны (или подвижного отражателя) за период пульсации реактора минус единица (т. е.  $N_1 - 1$ ).

Побочные импульсы затрудняют обработку экспериментальных данных, получаемых на ИРПД; они дают дополнительный фон при измерениях.

Анализ параметров побочных импульсов фактически не отличается от расчета основного импульса, так как изменение реактивности во время импульса практически осуществляется только основным модулятором. Значение максимальной реактивности в побочном импульсе  $\epsilon_m = \epsilon_{m0} - \Delta\epsilon(\varphi_{\text{ДМР}})$ , где  $\Delta\epsilon(\varphi_{\text{ДМР}})$  — ход реактивности ДМР, а  $\varphi_{\text{ДМР}}$  — фаза ДМР в побочном импульсе. Обычно  $\epsilon_m < 0$ , и потому аналитический расчет побочных импульсов не всегда возможен. О приближенных методах оценки энергии и длительности побочных импульсов см. в § 5.6.

Побочные импульсы являются дополнительным источником запаздывающих нейтронов в ИРПД; поэтому их надо учитывать в условиях критичности. При частоте основных импульсов реактора  $\omega_0/2\pi > 1 \text{ с}^{-1}$  критическое условие в случае многороторного МР выглядит так:

$$\beta \frac{\omega_0}{2\pi} \left\{ M(\epsilon_{m0}) + \sum_{r=1}^{N_1-1} M[\epsilon_{m0} - \Delta\epsilon_r(\varphi_{\text{ДМР}}^{(r)})] \right\} + \frac{\beta_{\text{эф}}(\varphi)}{|\epsilon_{m0} - \Delta k_{\text{МР}}|} = 1.$$

Фазы вращения ДМР в побочных импульсах при двух модуляторах (в долях периода вращения):

$$\varphi_{\text{ДМР}}/2\pi = r\omega_2/\omega_1 = rN_2/N_1,$$

$r$  — номер побочного импульса. Очевидно, фаза принимает дискретный набор значений, кратных  $1/N_1 = \omega_0/\omega_1$ . Отклонение ДМР в побочном импульсе от положения максимальной реактивности имеет наименьшее значение  $1/N_1$ , независимо от частоты вращения вспомогательной подвижной зоны. Таким образом, и сама интенсивность побочного импульса зависит не от частоты вращения ДМР, а лишь от отношения частоты следования основных импульсов  $\omega_0$  к частоте основного модулятора  $\omega_1$  и от характера изменения реактивности с углом поворота ДМР.

Если смещение ДМР на угол  $(\omega_0/\omega_1)2\pi$  недостаточно для снижения реактивности в нужной степени (обычно на  $10^{-2}$  абс. ед. реактивности), то для уменьшения амплитуды побочных импульсов следует применить третий подвижный элемент, модулирующий реактивность.

Как следует выбрать частоты модуляций в этом случае? Покажем, что наибольшее разделение подвижных зон в побочных импульсах достигается при условии, что

$$\omega_1\omega_3 = \omega_2^2. \quad (6.17)$$

Пусть частота импульсов реактора равна частоте третьего модулятора  $\omega_0 = \omega_3$  (это не нарушает общности результата). Тогда минимальная фаза второго ротора при прохождении основного определяется величиной  $\omega_{12}/\omega_1$ , где  $\omega_{12}$  — частота совпадений первого и второго роторов, а минимальная фаза третьего

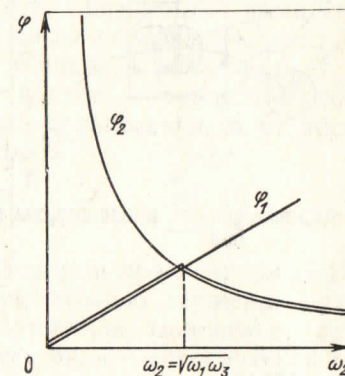


Рис. 6.7. К выбору оптимального соотношения частот вращения ДМР трехкомпонентного модулятора реактивности:

$\varphi$  — угол рассогласования модуляторов реактивности в побочном импульсе мощности;  $\varphi_1 = \omega_2/\omega_1$  — угол рассогласования между вторым и первым МР;  $\varphi_2 = \omega_3/\omega_2$  — угол между третьим и первым МР, когда фазы второго и первого совпадают. Двойная линия — фаза рассогласования в максимальном побочном импульсе как функция частоты вращения второго (промежуточного) МР

ротора при совпадении фаз первого и второго роторов — величиной  $\omega_3/\omega_2$ . Очевидно, что  $\omega_{12}$  целесообразно сделать равной  $\omega_2$ , так как это максимизирует значение фазы. На графике рис. 6.7 построены минимальные фазы роторов в побочных импульсах как функции  $\omega_2$ . Амплитуда побочного импульса меньше при большем значении фазы; поэтому оптимальный режим реактора соответствует частоте  $\omega_2 = \sqrt{\omega_1\omega_3}$ , при которой фазы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  равны.

Этот результат только качественный. Ввиду того, что эффективности второго и третьего модуляторов могут быть различны, а реактивности — нелинейные функции фаз модуляторов, оптимальное соотношение частот может несколько отличаться от (6.17).

Фаза положения ДМР в максимальном побочном импульсе при трех роторах равна  $\omega_3/\omega_2 \text{ опт} = \sqrt{\omega_3/\omega_1} = \sqrt{\omega_0/\omega_1}$ , а при двух роторах —  $\omega_0/\omega_1$ . Поэтому использование трех роторов необходимо при очень малых частотах, когда  $0,01 < \omega_0/\omega_1 < 0,1$ .

Несколько замечаний относительно технических проблем в многороторном МР. Прежде всего следует отметить, что сложная кинематика такой системы уменьшает безопасность реактора. Обязательным условием является обеспечение точной

синхронности вращения (или перемещения) всех подвижных элементов. При рассинхронизации роторов (с сохранением постоянной скорости вращения): а) возрастают амплитуды побочных импульсов мощности и б) увеличиваются флуктуации основных импульсов.

Первый эффект иллюстрирует рис. 6.8, где показаны фазы дополнительного подвижного элемента в основном и побочном

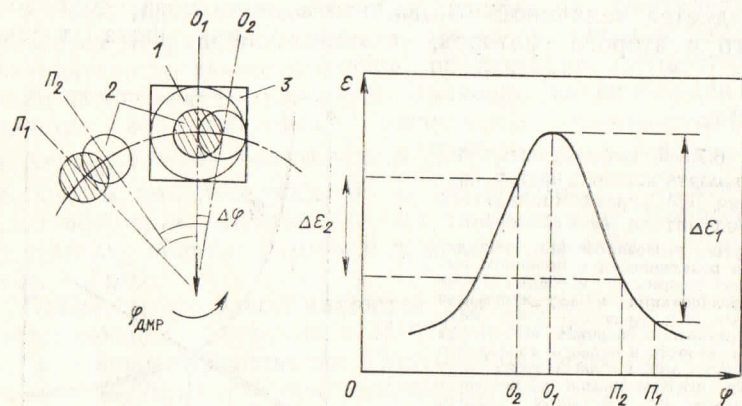


Рис. 6.8. Изменение разности реактивностей в основном и побочном импульсах при нарушении синхронности вращения:

1 — ОМР; 2 — ДМР; 3 — активная зона реактора;  $\epsilon(\varphi)$  — реактивность как функция сдвига ДМР от положения максимальной реактивности;  $\varphi_1, \varphi_2$  — фазы ДМР в основном импульсе соответственно при нормальной и нарушенной синхронизации;  $\varphi_1, \varphi_2$  — то же, в побочном импульсе (первом после основного);  $\varphi_1 \varphi_2 = (\omega_2 / \omega_1) 2\pi$ ;  $\Delta\epsilon$  — разность реактивностей в основном и побочном импульсах

импульсах при точной и неточной синхронизациях. Этот эффект существен при большой рассинхронизации  $\Delta\varphi$  (порядка десятка угловых градусов).

Один из источников флуктуаций мощности основной вспышки реактора — крутильные колебания ДМР. При синхронном вращении роторов реактивность в основном импульсе флуктуирует на  $\epsilon^{(1)} = \alpha_{\text{ДМР}} \varphi_{\text{кр}}^2$ , где  $\varphi_{\text{кр}}$  — амплитуда крутильных колебаний, а  $\alpha_{\text{ДМР}}$  — коэффициент параболы реактивности ДМР. При рассинхронизации на угол  $\Delta\varphi$  амплитуда флуктуации реактивности изменяется:

$$\epsilon^{(2)} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi = \Delta\varphi} \varphi_{\text{кр}} = 2\alpha_{\text{ДМР}} \Delta\varphi \varphi_{\text{кр}},$$

причем  $\epsilon^{(2)}$  существенно больше  $\epsilon^{(1)}$ , если  $\Delta\varphi > \varphi_{\text{кр}}$ . Поэтому флуктуации мощности реактора весьма чувствительны к изменению фазы вращения ДМР, и на реакторе ИБР этот эффект

используется для измерения степени синхронности и синхронизации дисков ОПЗ и ВПЗ с точностью до амплитуды крутильных колебаний (порядка  $1^\circ$ ).

Рассинхронизация с изменением скорости вращения ДМР особенно неприятна. Этот случай связан с механической аварией; возможные последствия рассматриваются в гл. 8, посвященной управлению и безопасности ИРПД.

Другого рода технические трудности появляются дополнительно, если два (или все три) ротора конструктивно компонуются в одном кожухе. Из-за высокой скорости ОМР (в ИБР-2 — около 400 м/с) газодинамические эффекты весьма значительны даже в гелиевой среде. Связанные с ними колебания роторов (крутильные и, главным образом, осевые) могут вызвать большие флуктуации мощности реактора. В такой ситуации тщательный подбор частот вращения особенно важен — газодинамика модулятора сильно зависит от абсолютной и относительной скорости роторов.

### § 6.5. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЫЕ ВИДЫ МОДУЛЯЦИИ РЕАКТИВНОСТИ

В настоящее время в действующих и проектируемых ИРПД используется модуляция только с помощью движения однородного куска нейтроноактивного материала (например, делящегося). Однако возможны и другие виды механической и немеханической модуляции реактивности для создания импульсов мощности на мгновенных нейтронах. Дадим беглый обзор этих способов.

Прежде всего, одна из модификаций уже описанных модуляторов, — ОМР с удвоенным количеством роторов, расположенных на противоположных сторонах активной зоны (рис. 6.9). Смещение оси ПО в этом случае не приводит к изменению реактивности, и в итоге флуктуации мощности ИРПД уменьшаются. Разумеется, упругие колебания роторов в осевом направлении остаются такими же, как в однороторном варианте ОМР. Недостаток описываемого МР — его громоздкость; место для размещения экспериментальных устройств вокруг реактора сильно ограничено.

Хорошие параметры модуляции реактивности может дать МР с гетерогенной структурой. Принцип его работы ясен из схемы рис. 6.10. В этом случае скорость изменения реактивности (а следовательно, и длительность вспышки нейтронов) определяется взаимной скоростью двух роторов с отражателями в виде двумерных решеток. Коэффициент размножения реактора меняется следующим образом: во-первых, происходит модуляция реактивности из-за движения отражателей мимо активной зоны, как целого, по параболическому закону; во-вторых, имеет место модуляция реактивности за счет перио-

дического перекрытия щелей решеток одного отражателя пластинами решеток второго отражателя, т. е. сугубо гетерогенная структура всего отражателя заменяется псевдогомогенной, и наоборот. Эта модуляция подчиняется гармоническому закону с периодом  $l/v$ , где  $l$  — шаг решетки,  $v$  — линейная скорость отражателей относительно друг друга. Сложение двух модуля-

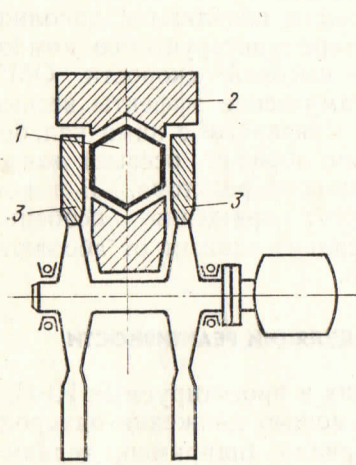


Рис. 6.9. Двухроторный ОМР:  
1 — активная зона; 2 — неподвижный отражатель; 3 — РО

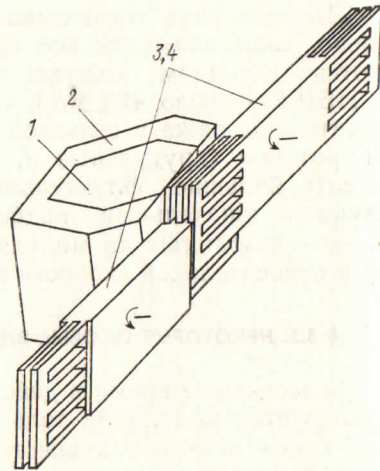


Рис. 6.10. Схема МР, работающего на принципе изменения степени гетерогенности отражателя:  
1 — активная зона; 2 — неподвижный отражатель; 3, 4 — роторы РО

ций (параболической и гармонической) дает в результате сильную зависимость реактивности от времени (рис. 6.11).

Численный расчет (методом Монте-Карло) одного варианта гетерогенного отражателя дал значение амплитуды гармонической составляющей модуляции реактивности  $\Delta k$   $(1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$  абс. ед. реактивности. Параметры отражателя:

Шаг решетки . . . . .	5 см
Ширина щели . . . . .	2,5 см
Общая толщина отражателя . . . . .	5 см
Материал . . . . .	Железо
Толщина одной пластины . . . . .	1 см
Количество щелей . . . . .	5

Длительность импульса мощности, которая обратно пропорциональна квадратному корню из производной коэффициента размножения по времени в момент максимума импульса (абсциссы  $t_2$  и  $t_1$  на рис. 6.11), для этого варианта отражателя оказалась вдвое меньше, чем для гомогенного РО тех же размеров.

Для редукции частоты пульсации реактора угловые скорости роторов гетерогенного РО должны быть несколько различны.

Описанный способ модуляции реактивности можно реализовать в совершенно иной конструкции. Пусть все твэлы реак-

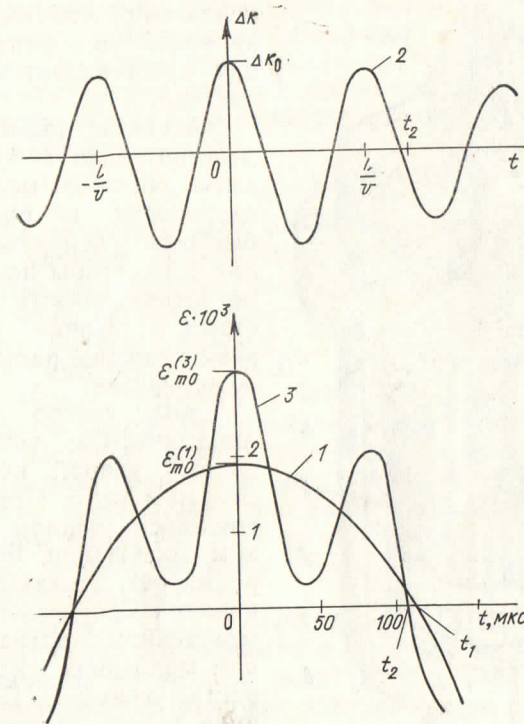


Рис. 6.11. Реактивность как функция времени для РО с переменной степенью гетерогенности (см. рис. 6.10):

1 — изменение реактивности из-за движения обеих частей отражателя как целого (парабола); 2 — модуляция реактивности из-за перекрытия щелей одной части отражателя пластинами другой части, и наоборот (изменение степени гетерогенности); 3 — суммарное изменение реактивности;  $\epsilon_{m0}^{(1)}$  и  $\epsilon_{m0}^{(3)}$  — равновесная надкритичность для гомогенного (сплошной кусок) и гетерогенного РО

тора расположены на концентрических окружностях, причем часть твэлов заменена пустыми стержнями. Половина твэлов и макетов укреплены на одной оси, совмещенной с геометрической осью реактора так, что при вращении ее активная зона реактора периодически имеет то гетерогенную, то псевдогомогенную структуру (рис. 6.12). Глубина модуляции реактивности

и параметр  $\alpha$  здесь могут быть очень большими. Естественно, что охлаждать такой реактор можно только газом.

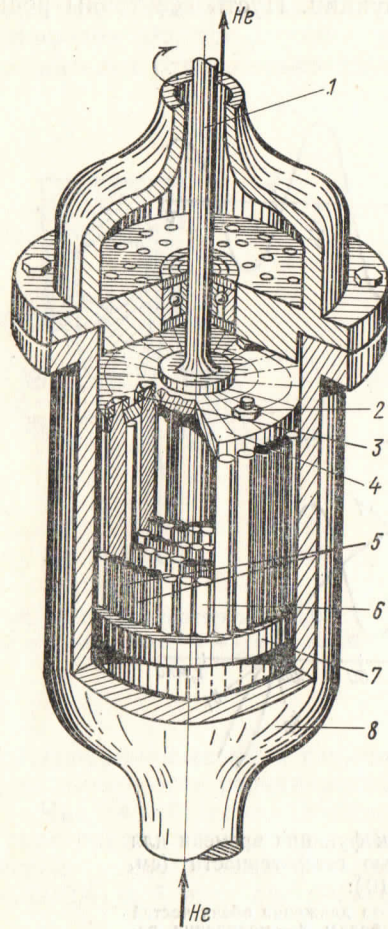


Рис. 6.12. Импульсный реактор, работающий на принципе изменения степени гетерогенности активной зоны:

1 — вал; 2 — крепление подвижных стержней внешнего ряда; 3 — крепление подвижных стержней внутреннего ряда; 4 — опорная плита подвижных стержней; 5 — неподвижные твэлы внешнего ряда; 6 — неподвижные пустые стержни внешнего ряда; 7 — опорная плита неподвижных стержней; 8 — корпус реактора

нии во вспышке, соответствующем нагреву уранового твэла на  $10^{\circ}\text{C}$ , скорость разлета стержней будет  $0,5\text{ м/с}$ ; скорость паде-

По-видимому, еще не было попыток рассмотреть эту конструкцию внимательно; не исключено, что она окажется не такой уже фантастической, как представляется с первого взгляда.

А сейчас познакомимся с действительно фантастическим способом модуляции реактивности в реакторе на быстрых нейтронах только для того, чтобы понять, какими неожиданными возможностями в технике импульсных реакторов еще располагает инженер-физик.

Этот способ основан на динамическом эффекте теплового удара, который разобран в гл. 3. Стержень, покоящийся торцом на жестком основании, будучи быстро нагрет, отскакивает от основания. Скорость отскока при мгновенном нагреве  $v = \kappa Tc$ ; при медленном нагреве скорость меньше. Если сердечники твэлов реактора выполнить из двух частей, касающихся друг друга в центральной плоскости реактора, то в момент вспышки тепловыделения они начнут разлетаться. Увеличение зазора между половинками твэлов вызовет падение реактивности; с одной стороны, это ускорит затухание импульса мощности, уже происходящее из-за расширения стержней, а с другой стороны, приведет к сильному снижению фона между импульсами. При тепловыделении во вспышке, соответствующем нагреву уранового твэла на  $10^{\circ}\text{C}$ , скорость разлета стержней будет  $0,5\text{ м/с}$ ; скорость паде-

ния реактивности  $\sim 2,5\text{ к}_{\text{эф}}\text{ с}^{-1}$ . Глубина модуляции реактивности будет зависеть от способа возврата стержней в начальное положение. Если использовать силу тяжести (вертикальное расположение сердечников твэлов без трения об оболочку), то высота подскока  $h = v^2/2g = 12\text{ мм}$ , падение реактивности  $\Delta k_{\text{МР}} = 6 \cdot 10^{-2}$ , период модуляции (время подскока и падения) —  $0,1\text{ с}$ .

Реактор с прыгающими стержнями обладает интересным свойством — он может генерировать импульсы только на *одном*, определенном *уровне средней мощности*. Действительно, средняя мощность  $\bar{N} = Q/T_p$ , а период пульсации  $T_p$  пропорционален энергии импульса:

$$T_p = 2v/g = 2\kappa Tc/g \sim Q.$$

Значит,  $\bar{N} = \text{const}$ . Для реактора с металлическим ураном значение средней мощности составило бы около  $1000\text{ кВт}$ . Изменением реактивности можно регулировать только частоту вспышек, но не мощность реактора.

Запуск реактора осуществляется по той же схеме, что и генерация импульса в ИРСД. Аварийная защита в таком реакторе может срабатывать при превышении определенной амплитуды вспышки без сигнала от детекторов — достаточно поставить постоянно включенные электромагниты, которые подхватят стержни, если последние подпрыгнут слишком высоко.

Главное препятствие, которое не позволяет продвинуть проект этого *автогенного импульсного реактора* дальше заманчивой идеи, — быстрый износ твэлов вследствие наклепа и других механических эффектов.

В. В. Орлов и Ю. Н. Казаченков предложили оригинальный способ модуляции реактивности в реакторе на быстрых нейтронах с помощью магнитного поля [10, 11]. Эффект основан на явлении поляризации быстрых нейтронов при рассеянии на ядрах с нулевым спином или поляризованных ядрах. В результате поляризации нейтронов после первого рассеяния в отражателе при вторичном рассеянии наблюдается азимутальная асимметрия с преимущественным направлением в сторону активной зоны. Таким образом, альbedo отражателя оказывается выше при учете спин-спинового или спин-орбитального взаимодействия, чем при обычном расчете. Включение магнитного поля разрушает поляризацию нейтрона, и альbedo отражателя, а вместе с ним и коэффициент размножения реактора уменьшаются. Подробное объяснение этого эффекта и анализ читатель найдет в работах [10—12].

Амплитуда магнитной модуляции реактивности оценивается в реакторе с отражателем из жидкого гелия в  $1 \cdot 10^{-3}\text{ к}_{\text{эф}}$ , из поляризованного водородсодержащего вещества — в несколько процентов  $k_{\text{эф}}$ .

Создание импульсного реактора с магнитной модуляцией реактивности проблематично из-за технических трудностей.