

нятый коэффициент запаса до критической мощности, соответствующий заданной единой для всех ТВС вероятности находиться в режиме кризисного теплосъема, по-видимому, скрывает некоторые резервы снижения эксплуатационных запасов до критической мощности ТВС при сохранении приемлемого уровня надежности. Реализация этих запасов, очевидно, потребует дополнительных исследований.

Поступила в Редакцию 27.II.78

УДК 621.039.45+621.039.514.25

## О деформации поля энерговыделения в РБМК

АЛЕКСАКОВ А. Н., ВОРОНЦОВ Б. А., ЕМЕЛЬЯНОВ И. Я., ПОДЛАЗОВ Л. Н., РЯБОВ В. И., СВЕЧАРЕВСКИЙ Б. М.

Возможности повышения удельной мощности активной зоны реактора ограничены предельно допустимыми тепловыми нагрузками на конструкционные материалы. Это при создании реакторов большой мощности неизбежно приводит к повышению его размеров и, что особенно важно, к увеличению отношения этих размеров к длине миграции нейтронов. В реакторах с отношением  $R^2/M^2 > 10^3$  форма поля энерговыделения в объеме активной зоны реактора имеет явно выраженную тенденцию самопроизвольно изменяться с течением времени. Решение проблемы управления такими реакторами зависит от конкретных пространственно-динамических характеристик поля энерговыделения. Их оценка становится обязательным и одним из важных этапов проектирования реактора большой мощности и системы управления для него. Опыт проектирования и эксплуатации РБМК подтвердил актуальность вопросов динамики поля энерговыделения, позволил уточнить на практике важные аспекты исследования этих проблем и выработать приемы расчетного и экспериментального анализа.

Распределение энерговыделения в РБМК обладает сложной структурой, обусловленной наличием нерегулярностей в решетке технологических каналов (каналы СУЗ с поглощающими стержнями, каналы без твэлов и т. п.) и тем, что в реакторе одновременно находятся кассеты с различной степенью выгорания топлива. Тем не менее совокупность элементов, составляющих активную зону, имеет свойства, присущие ей как единому целому (критичность, динамика интегральной мощности). К таким

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Константинов Л. В. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 3, с. 208.
2. Клемин А. И. Инженерные вероятностные расчеты при проектировании ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1973.
3. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. М., «Наука», 1968.
4. Брюнин С. В. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 5, с. 335.

свойствам относятся и нестационарные деформации поля энерговыделения. С этой точки зрения детали структуры поля энерговыделения не играют существенной роли и для исследования пространственно-динамических характеристик достаточно описать поведение поля «в среднем». Для описания свойств среднего поля используется гомогенизированная модель энерговыделения в объеме активной зоны РБМК.

В математической модели размерные физические переменные приводятся к безразмерным отклонениям следующим образом:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}, 0) + \varphi(\mathbf{r}, t)\Phi(0, 0).$$

Размерная плотность потока  $[\Phi(\mathbf{r}, 0)]$  в нейтр./ $(\text{с} \cdot \text{см}^2)$  находится из условия

$$\int_V \Phi(\mathbf{r}, 0) \Sigma_f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = N_0 3,1 \cdot 10^{16},$$

где  $N_0$  — тепловая мощность реактора, МВт. Перепад температуры от топлива и графита к теплоносителю определяется соответственно:

$$\theta_T(\mathbf{r}, t) = \theta_T(\mathbf{r}, 0) + \vartheta_T(\mathbf{r}, t)\theta_T(0, 0);$$

$$\theta_T(\mathbf{r}, t) = T_T(\mathbf{r}, t) - t_s;$$

$$\theta_{ГР}(\mathbf{r}, t) = \theta_{ГР}(\mathbf{r}, 0) + \vartheta_{ГР}(\mathbf{r}, t)\theta_{ГР}(0, 0);$$

$$\theta_{ГР} = T_{ГР}(\mathbf{r}, t) - t_s,$$

т. е. в предположении постоянства температуры насыщения  $t_s$  при среднем давлении в активной зоне.

При этом

$$\theta_T(\mathbf{r}, 0)/\theta_T(0, 0) = \Phi(\mathbf{r}, 0)/\Phi(0, 0).$$

Отклонения концентрации иона и ксенона

находятся из соотношений:

$$\begin{aligned} J(\mathbf{r}, t) &= J(\mathbf{r}, 0) + i(\mathbf{r}, t) J(0, 0); \\ J(\mathbf{r}, 0) &= [\gamma_J \Sigma_f(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}, 0) / \lambda_J]; \\ X(\mathbf{r}, t) &= X(\mathbf{r}, 0) + x(\mathbf{r}, t) X(0, 0); \\ X(\mathbf{r}, 0) &= \frac{\Sigma_f(\mathbf{r}) (\gamma_X + \gamma_J) \Phi(\mathbf{r}, 0)}{\lambda_X + \sigma_X \Phi(\mathbf{r}, 0)}. \end{aligned}$$

Связь отклонения паросодержания с отклонением теплового потока вдоль твэла с учетом сделанных предположений можно выразить аппроксимирующим соотношением:

$$\begin{aligned} \eta(\mathbf{r}, t) &= \frac{k_F F}{rb} \theta_T(0, 0) \frac{\gamma'}{\gamma''} \times \\ &\times \left[ 1 - \sin \psi(\mathbf{r}) \frac{\pi}{2} \right] \int_{\xi_0 H}^z \vartheta_T(\mathbf{r}, t) dz; \\ \psi(\mathbf{r}, 0) &= x(\mathbf{r}, 0) / [\gamma'' / \gamma' + x(\mathbf{r}, 0) (1 - \gamma'' / \gamma')]; \\ x(\mathbf{r}, 0) &= (0,77 \cdot 10^{-14} / rb) \int_{\xi_0 H}^z \Sigma_f(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}, 0) dz, \end{aligned}$$

где  $k_F$  — коэффициент теплопередачи;  $F$  — периметр твэла;  $r$  — скрытая теплота парообразования;  $G$  — расход циркуляции;  $\gamma'$ ,  $\gamma''$  — плотность воды и пара на линии насыщения;  $x(\mathbf{r}, 0)$  — стационарное распределение массового паросодержания;  $\psi(\mathbf{r}, 0)$  — стационарное распределение объемного паросодержания;  $\eta(\mathbf{r}, t)$  — текущее отклонение объемного паросодержания. Граница экономайзерного участка  $\xi_0 H$  определяется из условия

$$0,77 \cdot 10^{-14} \int_0^{\xi_0 H} \Sigma_f(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}, 0) dz = b(\mathbf{r}) (i' - i_{вх}).$$

Уравнения, которые описывают динамику поля в линейном приближении и записаны для определенных выше безразмерных отклонений параметров, принимают вид:

$$\begin{aligned} l \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= M^2 [\nabla^2 + \kappa_0^2(\mathbf{r})] \varphi(\mathbf{r}, t) + \beta [c(\mathbf{r}, t) - \\ &- \varphi(\mathbf{r}, t)] + \Phi(\mathbf{r}, 0) / \Phi(0, 0) [\alpha_\varphi \eta(\mathbf{r}, t) + \\ &+ \alpha_T \theta_T(0, 0) \vartheta_T(\mathbf{r}, t) + \alpha_{r\beta} \theta_{r\beta}(0, 0) \vartheta_{r\beta}(\mathbf{r}, t) + \\ &+ \alpha_X x(\mathbf{r}, t)]; \\ (1/\lambda) (\partial c(\mathbf{r}, t) / \partial t) &= \varphi(\mathbf{r}, t) - c(\mathbf{r}, t); \\ T_T (\partial \vartheta_T(\mathbf{r}, t) / \partial t) &= \\ &= [\Sigma_f(\mathbf{r}) / \Sigma_f(0)] \varphi(\mathbf{r}, t) - \vartheta_T(\mathbf{r}, t); \\ T_{r\beta} [\partial \vartheta_{r\beta}(\mathbf{r}, t) / \partial t] &= [\Sigma_f(\mathbf{r}) / \Sigma_f(0)] \varphi(\mathbf{r}, t) - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -\kappa_\perp \vartheta_{r\beta}(\mathbf{r}, t) - \kappa_\parallel (\partial^2 \vartheta_{r\beta}(\mathbf{r}, t) / \partial z^2); \\ \vartheta_{r\beta}(\mathbf{r}, t) |_{z=0} = \vartheta_{r\beta}(\mathbf{r}, t) |_{z=H} = 0, \end{aligned}$$

где  $\beta$  — доля запаздывающих нейтронов;  $c(\mathbf{r}, t)$  — безразмерная концентрация источников запаздывающих нейтронов;  $\alpha_X x(\mathbf{r}, t)$  — отклонение коэффициента размножения, связанное с изменением концентрации ксенона;  $\kappa_\perp$  — коэффициент теплопередачи от графита к теплоносителю;  $\kappa_\parallel$  — коэффициент теплопроводности вдоль графитового блока.

Изменение концентрации ксенона и иона в безразмерных отклонениях можно записать так:

$$\begin{aligned} (1/\lambda_J) (\partial i(\mathbf{r}, t) / \partial t) &= [\Sigma_f(\mathbf{r}) / \Sigma_f(0)] \varphi(\mathbf{r}, t) - i(\mathbf{r}, t); \\ \frac{1}{\lambda_X + \sigma_X \Phi(0, 0)} \frac{\partial x(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \left[ \frac{\gamma_X}{\gamma_X + \gamma_J} \frac{\Sigma_f(\mathbf{r})}{\Sigma_f(0)} - \right. \\ &- \left. \frac{\sigma_X \Phi(0, 0)}{\lambda_X + \sigma_X \Phi(\mathbf{r}, 0)} \right] \varphi(\mathbf{r}, t) + \frac{\gamma_J}{\gamma_X + \gamma_J} i(\mathbf{r}, t) - \\ &- \frac{\lambda_X + \sigma_X \Phi(0, 0)}{\lambda_X + \sigma_X \Phi(\mathbf{r}, 0)} X(\mathbf{r}, t). \end{aligned}$$

Относительно  $\Phi(\mathbf{r}, 0)$  предполагается, что  $\Phi(\mathbf{r}, 0) / \Phi(0, 0) = 1$  в пределах области, ограниченной цилиндрической поверхностью  $r = \gamma$  (в цилиндрических координатах):

$$\begin{cases} r = R_1 \\ Z_1 \leq z \leq z_2 \end{cases}$$

$$R_1 < R_0; \quad 0 < z_1; \quad H > z_2.$$

$\Phi(\mathbf{r}, 0) = 0$  на экстраполированной границе реактора ( $r = \Gamma$ ):

$$\begin{cases} r = R_0 \\ z = H \\ z = 0. \end{cases}$$

Записанная система уравнений решается в виде ряда собственных функций следующей краевой задачи:

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) + (\kappa_0^2 + \lambda^2) \varphi(\mathbf{r}) = 0;$$

$$\varphi(\mathbf{r}) |_{r=\Gamma} = 0;$$

$$\nabla \varphi(\mathbf{r}) |_{r=\gamma=0} = \nabla \varphi(\mathbf{r}) |_{r'=\gamma+0}.$$

В результате решения этой задачи получается ряд собственных функций  $\{\varphi_{ijk}(r, \vartheta, z)\}$  и соответствующий ему ряд собственных значений  $\{\lambda_{ijk}\}$ .

Дальнейшая процедура анализа состоит в переходе от уравнения для переменных — функций координат и времени — к переменным амплитудам гармоник, зависящим только от времени. При строгом выполнении этой процедуры появляются так называемые перекрестные связи между гармониками. Геометрические пропор-

ции и пространственные особенности действия дестабилизирующих эффектов реактивности в РБМК таковы, что основные виды радиально-азимутальных движений поля по времени разделяются с движениями аксиального поля. Процедура перехода к анализу радиально-азимутальных деформаций состоит в предположении неизменного высотного распределения. При анализе динамических характеристик радиально-азимутального поля можно пренебречь «перекрестными» членами в уравнениях для амплитуд гармоник, поскольку зависимости коэффициентов уравнения от  $r$ ,  $\vartheta$  слабая и гладкая, а возникающие погрешности достаточно малы с практической точки зрения. Это позволяет раздельно анализировать динамические характеристики деформаций, пространственные профили которых определяются различными гармониками.

Широкий диапазон временных масштабов процессов, определяющих динамику поля энерговыделения, вызывает трудности в вычислении, так как корни характеристического уравнения записанной выше системы уравнений различаются на несколько порядков (до  $10^{10}$ ). Наибольший интерес представляет определение корней с максимальной действительной частью. Для их нахождения можно выделить три области временных характеристик нестационарных деформаций поля. Далее приводятся изменения в математическом описании процессов при анализе динамики в этих областях.

Во всех случаях конечным временем жизни мгновенных нейтронов можно пренебречь, т. е.  $l(\partial\Phi(\mathbf{r}, t)/\partial t) = 0$ .

1. Область быстрых процессов ( $<10^2$  с):

$$T_{гр} \frac{\partial \partial_{гр}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{\Sigma_f(\mathbf{r})}{\Sigma_f(0)} \Phi(\mathbf{r}, t);$$

$$\frac{1}{\lambda_x + \delta_x \Phi(0, 0)} \frac{\partial x(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left[ \frac{\gamma_x}{\gamma_x + \gamma_j} \frac{\Sigma_f(\mathbf{r})}{\Sigma_f(0)} - \frac{\sigma_x \Phi(0, 0)}{\lambda_x + \sigma_x \Phi(\mathbf{r}, 0)} \right] \Phi(\mathbf{r}, t).$$

2. Область медленных процессов ( $>10^4$  с):

$$\beta = 0; T_{т} \frac{\partial \partial_{т}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0.$$

3. Промежуточная область ( $10^2 - 10^3$  с):

$$\frac{1}{\lambda_x + \delta_x \Phi(0, 0)} \frac{\partial x(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left[ \frac{\gamma_x}{\gamma_x + \gamma_j} \frac{\Sigma_f(\mathbf{r})}{\Sigma_f(0)} - \frac{\delta_x \Phi(0, 0)}{\lambda_x + \sigma_x \Phi(\mathbf{r}, 0)} \right] \Phi(\mathbf{r}, t);$$

$$\beta = 0; T_{т} \frac{\partial \partial_{т}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0.$$

Выделенные области достаточно широко перекрываются, что позволяет довольно точно «сшивать» результаты расчетов.

Характер связи динамических свойств поля с определяющими параметрами более полно и наглядно по сравнению с другими методами (например, с  $D$ -разбиением) выражается траекториями корней характеристического уравнения. Обычно траектории корней (корневые годографы) изображаются в виде параметрических кривых на комплексной плоскости. Параметром кривых является один из изменяемых параметров динамической системы. В данном случае ввиду многомерности зависимостей, подлежащих анализу, более удобно изображать графически зависимость действительной части корней от суммарного «быстрого» мощностного эффекта. Другим существенно переменным параметром является коэффициент реактивности по температуре замедлителя. Чтобы проанализировать его влияние, строилась серия описанных графиков для некоторого набора значений температурного эффекта замедлителя. Коэффициенты уравнений, описывающих динамику отравления ксеноном, не зависят от изменения физических свойств активной зоны в процессе выхода в режим установившихся перегрузок и изменяются главным образом только при изменении уровня мощности. Паровой эффект реактивности также значительно зависит от уровня мощности. Однако поскольку режим работы энергоблока с РБМК в основном стационарный и близок к номинальному, здесь приведены расчеты для номинального уровня мощности. Серия графиков приведена на рис. 1.

Характер движения поля во времени определяется наибольшим действительным корнем или парой комплексно-сопряженных корней. Из рис. 1 следует:

по возрастанию устойчивости гармонические составляющие нестационарных деформаций поля энерговыделения располагаются в порядке повышения собственных значений ( $\Phi_{00}$ ,  $\Phi_{01}$ ,  $\Phi_{02}$ ,  $\Phi_{10}$  и т. п.);

при уменьшении  $\kappa_{тф}$  корни изменяются следующим образом: пары действительных корней сближаются, при некотором значении  $\kappa_{тф}$  принимают равные значения (превращаются в кратный корень), а при дальнейшем уменьшении превращаются в комплексные корни. Их действительная часть продолжает уменьшаться с уменьшением  $\kappa_{тф}$ . При некотором значении  $\kappa_{тф}$  действительная часть изменяет знак. Это значение соответствует границе устойчивости для данной гармоники;

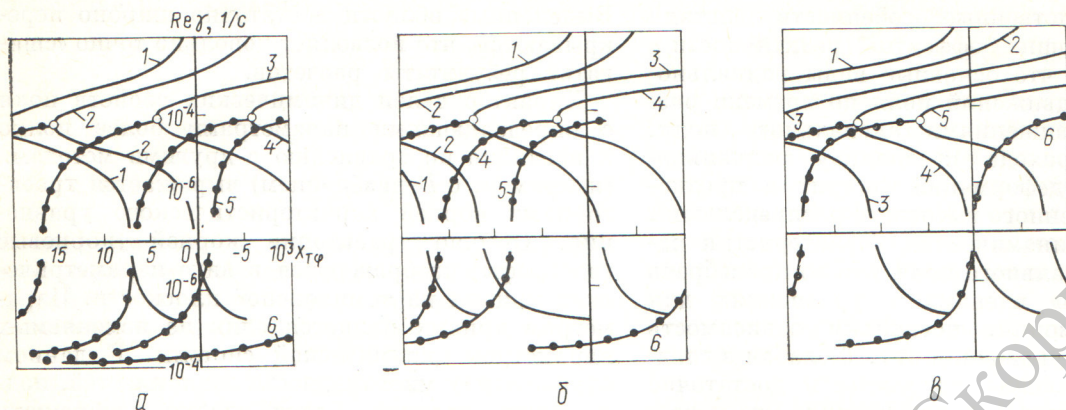


Рис. 1. Зависимость действительной части корней характеристического уравнения от суммарного «быстрого» мощностного эффекта реактивности:

$a - \alpha_{GR\theta_{GR}}(0,0) = 0,01;$   $b - \alpha_{GR\theta_{GR}}(0,0) = 0,02;$   $v - \alpha_{GR\theta_{GR}}(0,0) = 0,03;$  1 —  $\Phi_6;$  2 —  $\Phi_4;$  3 —  $\Phi_2;$  4 —  $\Phi_{10};$  5 —  $\Phi_{02};$  6 —  $\Phi_{11};$  — — — — действительные и комплексные корни

если  $\chi_{TФ}$ , увеличиваясь, стремится к  $M\lambda_{ij}^2$ , то соответствующий наибольший корень гармоники  $ij$  стремится к бесконечности, что соответствует порогу «быстрой» неустойчивости, т. е. неустойчивости, определяемой только эффектом по паросодержанию и температуре твэла.

Реальный процесс деформации энергораспределения в РБМК, наблюдаемый с некоторого момента времени, определяется длительной предысторией около суток возмущающих и

управляющих воздействий. Поэтому однозначно вычислить начальные условия в момент начала наблюдений за развитием деформации невозможно.

Из анализа свойств деформаций следует вывод: чем сложнее пространственный профиль текущей деформации, тем медленнее она развивается во времени. Иначе говоря, благодаря диффузии нейтронов в реакторе с неустойчивым энергораспределением самопроизвольно развивающаяся деформация имеет наиболее гладкую форму, для которой стабилизирующее действие диффузии минимально. В случае, когда общая мощность реактора поддерживается постоянной, минимуму стабилизирующего действия диффузии отвечает пространственный профиль гармоники 01. Эта закономерность была положена в основу методики экспериментального определения количественных характеристик пространственно-динамических свойств РБМК.

Методика измерений состоит в следующем: оператору предлагается временно прекратить воздействовать стержнями на поле. Автоматический регулятор общей мощности остается в работе. С момента прекращения воздействий периодически фиксируются показания датчиков, измеряющих параметры, которые связаны с энергосвободением в реакторе (рис. 2). Опыт прекращается при появлении предупредительного сигнала по любому из средств контроля энергосвободения. Результаты измерений подвергаются обработке, позволяющей выделить гармонические составляющие движений поля энергосвободения. Сигналы датчиков преобразуются в отклонения от среднего значения и на него нормируются. Нормированные отклоне-

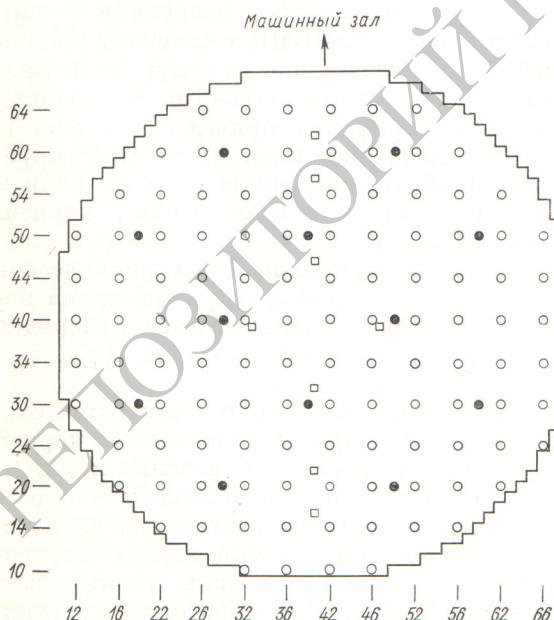
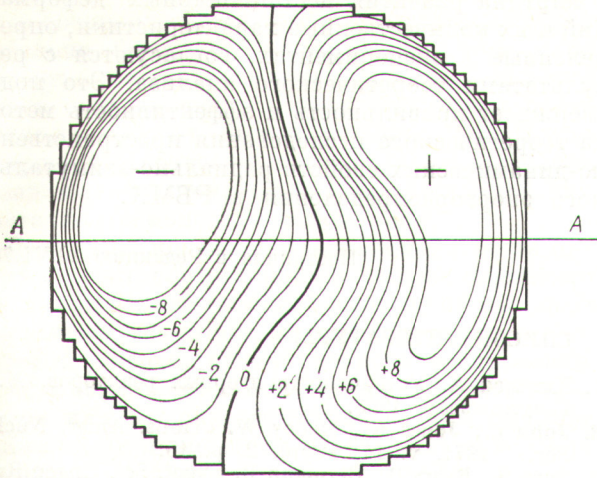


Рис. 2. Размещение датчиков в активной зоне РБМК:

○, ● — датчики контроля энергосвободения по радиусу и высоте; □ — сборки термопар графита



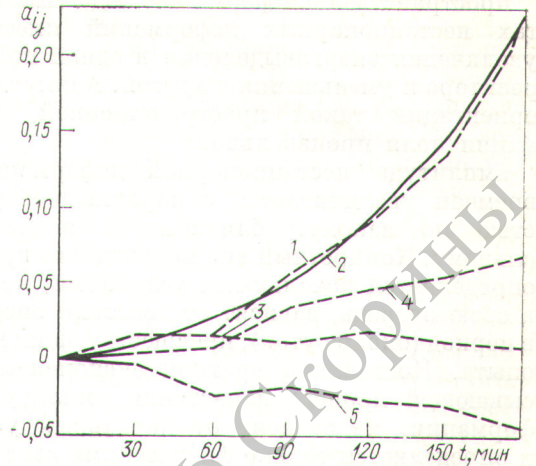
Р и с. 3. Картограмма линий равного отклонения от исходного состояния, зафиксированная в момент окончания опыта

ния, зафиксированные в момент начала опыта, вычитаются из всех последующих, т. е. вычисляются отклонения от начального состояния. Отклонения от начальных значений могут быть аппроксимированы выбранным ограниченным рядом гармоник

$$\delta_a(\mathbf{r}, t_k) = \sum_i a_i(t_k) \varphi_i(\mathbf{r}).$$

Аппроксимация состоит в определении  $a_i(t_k)$ , поскольку  $\varphi_i(\mathbf{r})$  — заданные функции координат. Коэффициенты ряда определяются методом наименьших квадратов;  $\delta_a(\mathbf{r}, t_k)$ , полученные в результате аппроксимации, сравниваются с фиксированным набором этих значений, затем строится картограмма (рис. 3).

Такая методика обработки данных энерго-распределения позволяет свести анализ динамики по большому объему измерений (117 датчиков) к анализу ограниченного числа амплитуд гармоник, а представление результатов аппроксимации в виде картограммы линий равных значений дает наглядную картину развития нестационарной деформации. Как правило, при проведении подобных исследований выполнялась серия однотипных опытов. Результаты одного из опытов представлены на рис. 3—5. Из рис. 4 следует, что наиболее сильно изменяется амплитуда первой азимутальной гармоники, что соответствует увеличению мощности в одной половине реактора и снижению в другой. (В левой половине энерговыделение уменьшалось, в правой возрастало.) Это наглядно

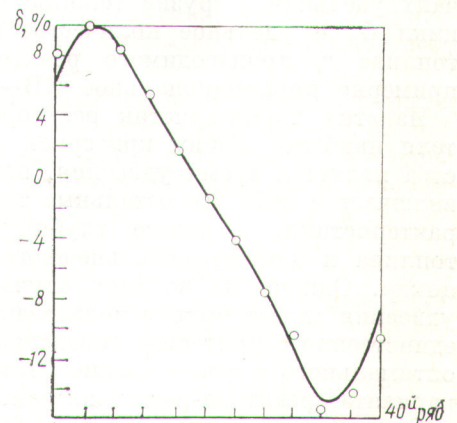


Р и с. 4. Изменение во времени амплитуд гармоник  $R_{01}(r) \times \cos \vartheta$  (1),  $R_{01}(r) \sin \vartheta$  (2),  $R_{02}(r) \cos 2\vartheta$  (3),  $R_{02}(r) \sin 2\vartheta$  (4) и аппроксимация  $a_{01}(t)$  экспонентой (5)

видно на диаграмме отклонений от начального распределения (см. рис. 3). Методика построения этих диаграмм связана с аппроксимацией экспериментально зафиксированных значений сигналов датчиков. Аппроксимация, как известно, связана с погрешностью, представление о свойствах которой дает рис. 5.

Во времени деформация увеличивается с нарастающей скоростью примерно по экспоненциальному закону (см. рис. 4). Путем аппроксимации зависимости  $a_{01}(t_k)$  экспонентой была определена постоянная времени нарастания амплитуды первой азимутальной гармоники. Ее значение оказалось равным 64 мин.

Обработка результатов нескольких опытов позволяет сделать следующие заключения:



Р и с. 5. Аппроксимация отклонений от начального состояния вдоль АА

пространственная форма наблюдаемых в опытах нестационарных деформаций имеет вид увеличения энерговыделения в одной половине реактора и уменьшения в другой. Азимутальная ориентация такой пространственной деформации поля произвольная;

амплитуда нестационарной деформации во времени увеличивается с нарастающей скоростью по закону, близкому к экспоненциальному. Конкретный вид переходного процесса определяется начальными условиями, которые, в свою очередь, зависят от действий оператора в период (около суток), предшествующий началу опыта. Постоянная времени экспоненты, описывающей процесс нарастания амплитуды деформации, не зависит от начальных условий и определяется только физическими свойствами реактора на момент проведения опыта. Эта постоянная времени характеризует состояние реактора в смысле стабильности поля энерговыделения;

картина развития нестационарных деформаций и их количественные характеристики, определенные в экспериментах, согласуются с результатами теоретического анализа. Это подтверждает правильность и эффективность метода теоретического исследования пространственно-динамических свойств радиально-азимутального энергораспределения в РБМК.

Поступила в Редакцию 20.VI.78

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
2. John C., Jones K., McCoy W. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1971, v. 14, Suppl. 2, p. 15.
3. Topp S., Byars R., Germann R. «Nucl. Sci. Engng R», 1969, v. 42, p. 763.
4. Shinoda W., Mitake S. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1969, v. 12, p. 763.
5. Tyror J. Ibid., 1968, v. 11, p. 571.

УДК 621.039.526

## Характеристики воспроизводства быстрых реакторов-размножителей и их определение

КАГРАМАНЯН В. С., ЛЫТКИН В. Б., ТРОЯНОВ М. Ф.

Для сравнения различных реакторов-размножителей по воспроизводящим качествам используются обычно следующие параметры: коэффициент воспроизводства КВ, время удвоения топлива  $T_2$  или его обратная величина — темп роста  $\omega$ , в дополнение к ним в некоторых случаях удельная загрузка топлива в топливный цикл  $G_{ц}$  и удельное количество избыточного топлива  $r$ , производимого реактором в год, примерно пропорциональное  $КВ-1$ .

Из этих характеристик реактора-размножителя наиболее общим критерием воспроизводства является время удвоения, поскольку оно включает в себя все остальные топливные характеристики, а также глубину выгорания топлива и длительность внешнего топливного цикла. Однако не во всех случаях и время удвоения может быть использовано в качестве единственного критерия, определяющего выбор оптимального с точки зрения баланса топлива варианта реактора-размножителя.

В начальный период развития быстрых реакторов, когда темпы их ввода наиболее высоки, а ввод обеспечивается (главным образом или

в значительной степени) плутонием из тепловых реакторов, решающее значение для экономии расхода топлива имеет величина удельной загрузки в топливный цикл [1]. Влияние избыточного воспроизводства в данном случае значительно слабее. Поэтому из двух реакторов-размножителей с одинаковым временем удвоения лучшим будет тот, у которого меньше удельная загрузка в цикл. Это, в частности, видно из уравнения, описывающего расход плутона в системе быстрых реакторов-размножителей, развивающейся с заданным темпом  $\omega_3$ . Расход плутона пропорционален функционалу  $F$ :

$$F = G_{ц} \omega_3 (1 - \omega / \omega_3). \quad (1)$$

При больших значениях  $\omega_3$ , когда  $\omega_3 \gg \omega$ , что действительно наблюдается в начальный период, влияние изменений  $\omega$  сказывается значительно слабее на  $F$ , чем влияние изменений удельной нагрузки.

По мере увеличения доли быстрых реакторов в системе ядерной энергетики и сближения значений их собственного темпа роста и заданного