

по угловым энергетическим альбедам нейтронов различных энергий от воды показали, что эти компоненты составляют не более 10—15% от компонента потока $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)$ в канале.

На рис. 2 приведены также результаты вычисления суммы расчетных компонентов потоков быстрых нейтронов $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{расч}} + \Phi_{\text{нат}}^{\text{бок}}(L+R)_{\text{расч}}$. Как видно из рис. 2, эти данные в пределах ошибок хорошо согласуются с экспериментальными данными для полного потока быстрых нейтронов $\Phi(L+R)_{\text{эксп}}$, причем на расстоянии ~ 80 — 100 см компонентом натекания сбоку можно пренебречь. Это важно при выборе нейтронных коллиматоров.

В некоторых случаях при измерениях детектором быстрых нейтронов, расположенным в коллиматоре, важно знать соотношение между компонентами $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}}$ и $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{нерас}}$ (например, при измерениях угловых распределений быстрых нейтронов, выходящих из защиты под углом $\theta \approx 0$).

Используя результаты работы [7], можно получить

$$\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}} = B(t, L+R) - 1 = \frac{[B(t, L) - 1]}{2} \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{\theta_0^2}\right)}{1 - \frac{1}{\theta_0} e^{-\frac{\pi}{2\theta_0}}} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left(1 + \frac{R}{L}\right), \quad (2)$$

Интегральный метод абсолютных измерений некоторых характеристик ядерных реакторов

А. И. МОГИЛЬНЕР

В работе [1] показано, что для критического реактора характерно определенное интегральное соотношение для статистических весов составляющих реактор материалов. В настоящей работе соответствующая теорема обобщается на произвольный реактор, выясняются свойства введенной константы K^+ и намечаются некоторые экспериментальные приложения.

Величина K^+ как обобщение понятия K_{∞}

Условно критическое уравнение реактора как баланса ценности [2] можно записать в диффузионном приближении в форме

$$-\iint \Phi^+ \Sigma_a \Phi \, du \, dv + \iiint \Phi(r, u') \Sigma_s(r, u' \rightarrow u) \times \\ \times [\Phi^+(r, u) - \Phi^+(r, u')] \, du' \, du \, dv + \\ + \iint \Phi^+ \text{div} [D(r, u) \text{grad} \Phi(r, u)] \, du \, dv + \frac{1}{K_{\text{эфф}}} F = 0, \quad (1)$$

где

$$F = \iiint \Phi(r, u') \Sigma_f(r, u') v(u') \chi(u', u) \times \\ \times \Phi^+(r, u) \, du' \, du \, dv \quad (2)$$

т. е. рассеянный компонент излучения в коллиматоре убывает как $(R_0/R)^2$, что позволяет при достаточно малых отношениях радиуса коллиматора к его длине сделать вклад рассеянного компонента очень малым.

Поступило в Редакцию 6/V 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Павлов. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 3. Под ред. В. И. Иванова. М., Атомиздат, 1964, стр. 89.
2. R. Henry, L. Mooney, J. Stoks. *ANS Trans.*, 7, 40 (1964).
3. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 392 (1966).
4. С. Ф. Дегтярев, В. И. Кухтевич, С. Г. Цыпин. «Бюллетень Информационного центра по ядерным данным». Вып. 3. М., Атомиздат, 1966, стр. 533.
5. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 395 (1966).
6. Г. М. Бозин и др. «Атомная энергия», 21, 394 (1966).
7. Ю. А. Казанский, В. И. Кухтевич, С. Г. Цыпин. «Бюллетень Информационного центра по ядерным данным». Вып. 2. М., Атомиздат, 1965, стр. 305.

УДК 621.039.55:621.039.51

— ценность нейтронов деления, ежесекундно генерируемых в условно стационарном реакторе.

В уравнении (1) и ниже для упрощения запаздывающие нейтроны не показаны.

В соответствии с уравнением (1) эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эфф}}$ можно представить в виде

$$\frac{1}{K_{\text{эфф}}} = \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \Sigma_a \Phi \, du \, dv - \\ - \frac{1}{F} \iint \Phi \Sigma_s \Delta \Phi^+ \, du' \, du \, dv - \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \text{div} \times \\ \times (D \text{grad} \Phi) \, du \, dv = \frac{1}{K^+} - \\ - \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \text{div} (D \text{grad} \Phi) \, du \, dv \quad (3) \\ [\Delta \Phi^+ \equiv \Phi^+(r, u) - \Phi^+(r, u')].$$

Отношение

$$-\frac{1}{F} \iint \Phi^+ \text{div} (D \text{grad} \Phi) \, du \, dv = \frac{1}{F} \iint D \nabla \Phi \nabla \Phi^+ \, du \, dv \quad (4)$$

в соответствии с его физическим смыслом назовем вероятностью потери ценности за счет утечки (переноса)

нейтронов. В равенстве (4) использованы теорема Гаусса — Остроградского и условие $\Phi = \Phi^+ = 0$ на эффективных границах реактора.

В выражении (3) выделены процессы относительной потери ценности за счет поглощения и замедления нейтронов. Введенная величина

$$K^+ = \frac{\int \int \int \Phi \Sigma_f v \chi \Phi^+ du' dv}{\int \int \int \Phi + \Sigma_a \Phi du dv - \int \int \int \Phi \Sigma_s \Delta \Phi^+ du' dv}, \quad (5)$$

в которой интегралы берутся по всему объему реактора, обладает многими признаками K_∞ и может рассматриваться как его обобщение на конечный реактор.

Как и K_∞ в системе бесконечных размеров, K^+ имеет смысл отношения среднего числа генерируемых нейтронов на один поглощенный, причем для K^+ при усреднении в качестве весового множителя используется ценность. Именно последнее обстоятельство является причиной появления второго слагаемого в знаменателе формулы (5).

Таким образом, по физическому содержанию величина K^+ близка к понятию K_∞ , но, как будет показано ниже, в отличие от последнего поддается непосредственному измерению в конечном реакторе, для которого коэффициент K_∞ в сущности даже не определен. В неограниченной среде указанные величины совпадают, так как в этом случае уравнение (1) соответствует определению (5). Легко видеть, что совпадение имеет место также в односкоростной гомогенной модели, когда

$$\frac{1}{K_{\text{эфф}}} = \frac{\Sigma_a}{v \Sigma_f} + \frac{D \kappa^2}{v \Sigma_f} = \frac{1}{K_\infty} + \frac{D \kappa^2}{v \Sigma_f}. \quad (6)$$

В других моделях K^+ и K_∞ могут несколько различаться.

Несмотря на то что в формуле (5) интегралы берутся по всему объему реактора, K^+ в основном определяется составом активной зоны и сравнительно слабо зависит от размеров реактора и материала отражателя. Консервативность величины K^+ по отношению к размерам связана с тем, что ее значение, согласно соотношению (5), определяется в сущности отношением взвешенных сечений. Весовые функции Φ и Φ^+ при изменении размеров (κ^2) изменяются в основном противоположным образом (соответственно как $e^{-\kappa^2 \tau}$ и $e^{\kappa^2 \tau}$). В пользу консервативности величины K^+ или

$\rho^+ = \frac{K^+ - 1}{K^+}$ говорит также зависимость

$$\rho^+ = \rho + \frac{1}{F} \int \int \int D \nabla \Phi \nabla \Phi^+ du dv, \quad (7)$$

эквивалентная выражению (3). При изменении размеров реактора с сохранением его состава изменяется главным образом утечка нейтронов и в такой же степени (но с противоположным знаком) реактивность

$\rho = \frac{K_{\text{эфф}} - 1}{K_{\text{эфф}}}$, что способствует сохранению постоянной величины коэффициента K^+ .

Высказанные соображения о приближенной консервативности величины K^+ при изменении размеров реактора носят качественный характер. Количественное представление о степени постоянства величины K^+ можно получить из сопоставления этой константы с K_∞ , например, в двухгрупповой диффузионной

модели, где

$$K_{\text{эфф}} = \frac{K_\infty}{(1 + \kappa^2 \tau)(1 + \kappa^2 L^2)}. \quad (8)$$

Как нетрудно показать, в этом случае

$$\rho^+ = \rho_\infty + \frac{\kappa^2 \tau \cdot \kappa^2 L^2}{K_\infty}. \quad (9)$$

Зависимость ρ^+ от размеров (κ^2) сосредоточена во втором слагаемом в (9). Из этой зависимости видно, что в реакторах больших размеров вклад второго слагаемого пренебрежимо мал, т. е. ρ^+ практически не зависит от размеров реактора. Этот вывод относится и к концентрированным системам, когда мал множитель $\kappa^2 L^2$, а также к реакторам с малым значением $\kappa^2 \tau$.

Примеры сопоставления K^+ и K_∞ для тепловых реакторов

Композиция	K_∞	K^+ [расчет по формуле (9)]	Литература
Уран-графитовая решетка с природным ураном	1,107	1,11	[3]
Уран-тяжеловодная решетка с природным ураном	1,1658	1,17	[3]
Реактор BSR (высокообогащенный уран с водяным замедлителем)	1,61	1,63	[4]

В таблице приводятся характерные примеры. Ясно, что степень практических вариаций K^+ не выходит за пределы различия между K^+ и K_∞ . Консервативность K^+ и ее удовлетворительная аппроксимация коэффициентом K_∞ наблюдалась экспериментально на быстрых, промежуточных и тепловых сборках [5].

Теорема о полном статистическом весе материалов реактора

Обычно вклад различных материалов в реактивность реактора определяется путем измерения так называемых коэффициентов реактивности, являющихся функцией координат

$$bi(r) = \lim_{\Delta m_i \rightarrow 0} \frac{\Delta \rho}{\Delta m_i}. \quad (10)$$

Индекс i — номер материала (уран, графит и т. п.); m_i — его ядерная плотность.

Статистический вес [6] данного материала определяется как

$$S_i = \int_V m_i(r) bi(r) dv, \quad (11)$$

где интеграл берется по объему реактора. Полный статистический вес материалов реактора составляет

$$S = \sum_i S_i. \quad (12)$$

Сформулируем следующую теорему.

Теорема. Полный статистический вес материалов реактора равен удвоенной вероятности потери ценности за счет утечки нейтронов:

$$S = \frac{2}{F} \iint D \nabla \Phi \nabla \Phi^+ du dv. \quad (13)$$

Другой формой записи теоремы является равенство

$$S = 2 \left(\frac{1}{K_{\text{эфф}}} - \frac{1}{K^+} \right). \quad (14)$$

Прежде чем перейти к доказательству, заметим, что полный статистический вес материалов может быть определен также выражением

$$S = - \sum_i m_i \frac{\delta}{\delta m_i} \left(\frac{1}{K_{\text{эфф}}} \right). \quad (15)$$

Функциональный оператор

$$M \equiv \sum_i m_i \frac{\delta}{\delta m_i} \quad (16)$$

удобно несколько преобразовать, учитывая, что ядерная плотность материалов входит в уравнения реактора лишь неявно через макроскопические сечения:

$$\begin{aligned} M \equiv \sum_i m_i \frac{\delta}{\delta m_i} &= \sum_i m_i \left(\frac{d\Sigma_a}{dm_i} \cdot \frac{\delta}{\delta \Sigma_a} + \frac{d\Sigma_s}{dm_i} \cdot \frac{\delta}{\delta \Sigma_s} + \right. \\ &+ \left. \frac{d\Sigma_{tr}}{dm_i} \cdot \frac{\delta}{\delta \Sigma_{tr}} + \frac{d\Sigma_f}{dm_i} \cdot \frac{\delta}{\delta \Sigma_f} \right) = \left(\sum_i m_i \frac{d\Sigma_a}{dm_i} \right) \frac{\delta}{\delta \Sigma_a} + \\ &+ \left(\sum_i m_i \frac{d\Sigma_s}{dm_i} \right) \frac{\delta}{\delta \Sigma_s} + \left(\sum_i m_i \frac{d\Sigma_{tr}}{dm_i} \right) \frac{\delta}{\delta \Sigma_{tr}} + \\ &+ \left(\sum_i m_i \frac{d\Sigma_f}{dm_i} \right) \frac{\delta}{\delta \Sigma_f} = \Sigma_a \frac{\delta}{\delta \Sigma_a} + \Sigma_s \frac{\delta}{\delta \Sigma_s} + \\ &+ \Sigma_{tr} \frac{\delta}{\delta \Sigma_{tr}} + \Sigma_f \frac{\delta}{\delta \Sigma_f}. \end{aligned} \quad (17)$$

Уравнение реактора в операторной форме можно представить в виде

$$L\Phi = 0 \quad (18)$$

или

$$L^+\Phi^+ = 0. \quad (19)$$

Применение дифференциального вариационного оператора M к уравнению (18) означает

$$(ML)\Phi + L(M\Phi) = 0. \quad (20)$$

Первому слагаемому в уравнении (20) соответствует вклад сечений, второму — результирующая деформация пространственно-энергетического распределения нейтронов.

Умножим равенство (20) на Φ^+ и проинтегрируем по переменным u и v :

$$\iint \Phi^+ (ML)\Phi du dv + \iint \Phi^+ L(M\Phi) du dv. \quad (21)$$

Легко видеть, что второе слагаемое в (20) вследствие уравнения (19) равно нулю:

$$\iint \Phi^+ L(M\Phi) du dv = \iint M\Phi L^+\Phi^+ du dv = 0. \quad (22)$$

Таким образом, равенство (21) переходит в

$$\iint \Phi^+ (ML)\Phi du dv = 0. \quad (23)$$

Уравнение (23) в диффузионном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} & - \iint \Phi^+ M \Sigma_a \Phi du dv + \iint \Phi M \Sigma_s \Delta \Phi^+ du' du dv - \\ & - \iint M D \cdot \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi^+ du dv + \\ & + \frac{1}{K_{\text{эфф}}} \iint \Phi M \Sigma_f \nabla \chi \Phi^+ du' du dv - \\ & - S \iint \Phi \Sigma_f \nabla \chi \Phi^+ du' du dv = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Принимая во внимание (17) и связь D и Σ_{tr} , находим

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{K_{\text{эфф}}} - \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \Sigma_a \Phi du dv + \\ &+ \frac{1}{F} \iint \Phi \Sigma_s \Delta \Phi^+ du' du dv + \frac{1}{F} \iint D \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi^+ du dv. \end{aligned} \quad (25)$$

Совместное решение уравнений (25) и (1) доказывает теорему.

Из сказанного ясно, что статистические веса элементарных процессов (поглощения, замедления, транспортного сечения и деления), действующих в реакторе и представленных соответствующими слагаемыми в (25), равны

$$S_a = -\frac{1}{F} \iint \Phi^+ \Sigma_a \Phi du dv; \quad (26)$$

$$S_s = \frac{1}{F} \iint \Phi \Sigma_s \Delta \Phi^+ du' du dv; \quad (27)$$

$$S_{tr} = \frac{1}{F} \iint D \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi^+ du dv; \quad (28)$$

$$S_f = \frac{1}{K_{\text{эфф}}}. \quad (29)$$

Справедливы также равенства

$$S = S_a + S_s + S_{tr} + S_f; \quad (30)$$

$$S = 2S_{tr} = 2 \left(\Sigma_{tr} \frac{\delta}{\delta \Sigma_{tr}} \right) \rho. \quad (31)$$

Из теоремы и консервативности величины K^+ по отношению к изменению размеров активной зоны при сохранении ее состава вытекает важное следствие.

Перепишем формулу (14) в виде

$$S + 2\rho = 2\rho^+. \quad (32)$$

Неизменность состава реактора означает постоянство правой части (32) и, следовательно, сохранение величины

$$Q = S + 2\rho = \text{const} \quad (33)$$

или

$$\Delta Q = \Delta S + 2\Delta\rho = 0 \quad (34)$$

при изменении размеров реактора, т. е. Q одинаково для реакторов с данным составом активной зоны. Это означает, в частности, что сокращение размеров реак-

тора (уменьшение ρ на $\Delta\rho$) приводит к росту полного статистического веса на величину, вдвое большую, чем $\Delta\rho$.

Приведенные результаты, важные для приложения, получены из диффузионного приближения и распространяются также на P_1 -приближение, в которых обратное значение коэффициента диффузии линейно зависит от ядерной плотности материалов. Возможность распространения на более общий случай требует специального теоретического и экспериментального исследования.

Некоторые возможные экспериментальные приложения теоремы о статистических весах

Теорема о статистических весах дает возможность опытно проверить некоторые интегральные соотношения, используемые при физических расчетах реакторов. Например, измерение полного статистического веса материалов реактора S позволяет сопоставить эту величину с характерным расчетным комплексом согласно соотношению (14):

$$\frac{S}{2} = \frac{1}{K_{эфф}} - \frac{1}{F} \iint \Phi + \Sigma_a \Phi \, du \, dv + \frac{1}{F} \iiint \Phi \Sigma_s [\Phi^+(r, u) - \Phi^+(r, u)] \, du' \, du \, dv. \quad (35)$$

Известно, насколько трудно рассчитать интеграл относительной утечки

$$\frac{1}{F} \iint D \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi^+ \, du \, dv.$$

Этот расчет требует точного знания градиентов потока и ценности. Поэтому для контроля полезно сравнить названный комплекс с экспериментально определенным полным статистическим весом в соответствии с формулой (13). Можно также заменить расчет интеграла (4) расчетным значением полного статистического веса.

Как отмечалось выше, измерение полного статистического веса позволяет определить важную величину K^+ . Поскольку есть основания ожидать, что K^+ характеризует в основном композицию активной зоны при малой чувствительности к составу и размерам отражателя (учитывается в S), целесообразно сопоставить экспериментально определенные величины K^+ для реакторов с различными отражателями, но одинаковым составом активных зон. Подтверждение консервативности величины K^+ и ее близости к K_∞ для заданного состава активной зоны явится экспериментальным аргументом в пользу измерения величины K_∞ непосредственно в реакторе. Как будет ясно из дальнейшего, целесообразно измерить константы K^+ для использующихся на практике композиций.

Часто, однако, величина K_∞ хорошо известна из расчета и ее измерение не представляет интереса. В этом случае надежное значение этой величины может быть использовано для получения ряда важных экспериментальных характеристик реактора. Ниже приводятся два характерных примера.

Определение абсолютной подкритичности физической сборки или абсолютной эффективности регулятора, часто принимаемой за эталон, — одна из трудных задач эксперимента. Обычно она решается путем ряда относительных измерений и разгона реактора. Не рассматривая вопрос о трудоемкости прецизионных абсолютных измерений последними методами, отметим,

что традиционный способ, в котором используется динамический эксперимент, дает в лучшем случае значения реактивностей в единицах $\beta_{эфф}$. Между тем сопоставление с расчетом требует абсолютных единиц. В этом случае дополнительное задание экспериментатора становится определением $\beta_{эфф}$. Трудности измерения последней величины для реальных реакторов общеизвестны.

Знание экспериментального или расчетного значения K^+ (K_∞) позволяет с помощью теоремы о статистических весах получить абсолютное значение подкритичности реактора (эффективности регулятора) путем чисто относительных измерений без разгона реактора. Поясним это на примере измерения абсолютной подкритичности реактора при близости к критическому состоянию и использования для относительных измерений методики обратного счета.

Обозначим абсолютное значение искомой величины через ρ_0 . Скорость счета детектора N_0 при этом составит

$$N_0 = \frac{c}{\rho_0}, \text{ где } c — \text{некоторая постоянная. Удаление}$$

небольшой части материалов реактора изменяет исходную подкритичность на $\Delta\rho$, а скорость счета до величины

$$N_1 = \frac{N_0 \rho_0}{\rho_0 - \Delta\rho} = \frac{N_0}{1 - \frac{\Delta\rho}{\rho_0}}, \text{ откуда } \Delta\sigma \equiv \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{N_1 - N_0}{N_1}.$$

Интегрирование по объему реактора приводит к величине $\sigma = \frac{S}{\rho_0}$. Искомую величину ρ_0 получим из теоремы о статистических весах в форме (32):

$$\rho_0 = \frac{\rho^+}{\frac{\sigma}{2} - 1}, \quad (36)$$

где предполагается, что $\rho^+ = \frac{K^+ - 1}{K^+} \approx \frac{K_\infty - 1}{K_\infty}$ известно. Аналогично измеряется эффективность регулятора ρ_1 . Соответствующая формула имеет вид

$$\rho_1 = \frac{\rho^+}{\frac{\sigma}{2} + r}. \quad (37)$$

Здесь σ — полный статистический вес материалов реактора в единицах эффективности регулятора; r — реактивность реактора в тех же единицах.

Напомним, что формулы (36) или (37) дают возможность определить величину реактивности ρ_0 или ρ_1 в абсолютных единицах без разгона реактора. С другой стороны, обычная методика разгона реактора позволяет измерить те же величины в единицах $\beta_{эфф}$:

$$\rho'_0 = \frac{\rho_0}{\beta_{эфф}} \text{ или } \rho'_1 = \frac{\rho_1}{\beta_{эфф}}. \text{ Отношение двух измеренных величин } \rho'_0 \text{ и } \rho_0 \text{ или } \rho'_1 \text{ и } \rho_1 \text{ дает экспериментальное значение } \beta_{эфф}:$$

$$\beta_{эфф} = \frac{\rho_0}{\rho'_0}, \quad \beta_{эфф} = \frac{\rho_1}{\rho'_1}. \quad (38)$$

В настоящей работе намечены основы некоторых экспериментальных приложений теоремы о статистических весах. Детали экспериментальной реализации и результаты исследования полных статистических

весов ряда физических сборок освещаются в работе [5].

В заключение выражаю глубокую благодарность А. И. Лейпунскому, В. В. Орлову и Г. Я. Румянцеву за обсуждение работы и ценные замечания.

Поступило в Редакцию 13/III 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Могильнер. «Атомная энергия», 21, 127 (1966).

2. Л. Н. Усачев. В сб. «Реакторостроение и теория реакторов». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 251.

3. Reactor Physics Constants, ANL-5800, 1963.

4. Ядерные реакторы. Физика ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1956.

5. А. И. Могильнер, В. А. Осипов, Г. Н. Фокин. См. настоящий выпуск, стр. 42.

6. С. Глестон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.

Измерения относительной интенсивности реакции деления

В. В. БОНДАРЕНКО, А. В. БУШУЕВ, А. И. ВОРОПАЕВ,
В. П. ЗИНОВЬЕВ, Ф. И. УКРАИНЦЕВ, Л. Н. ЮРОВА

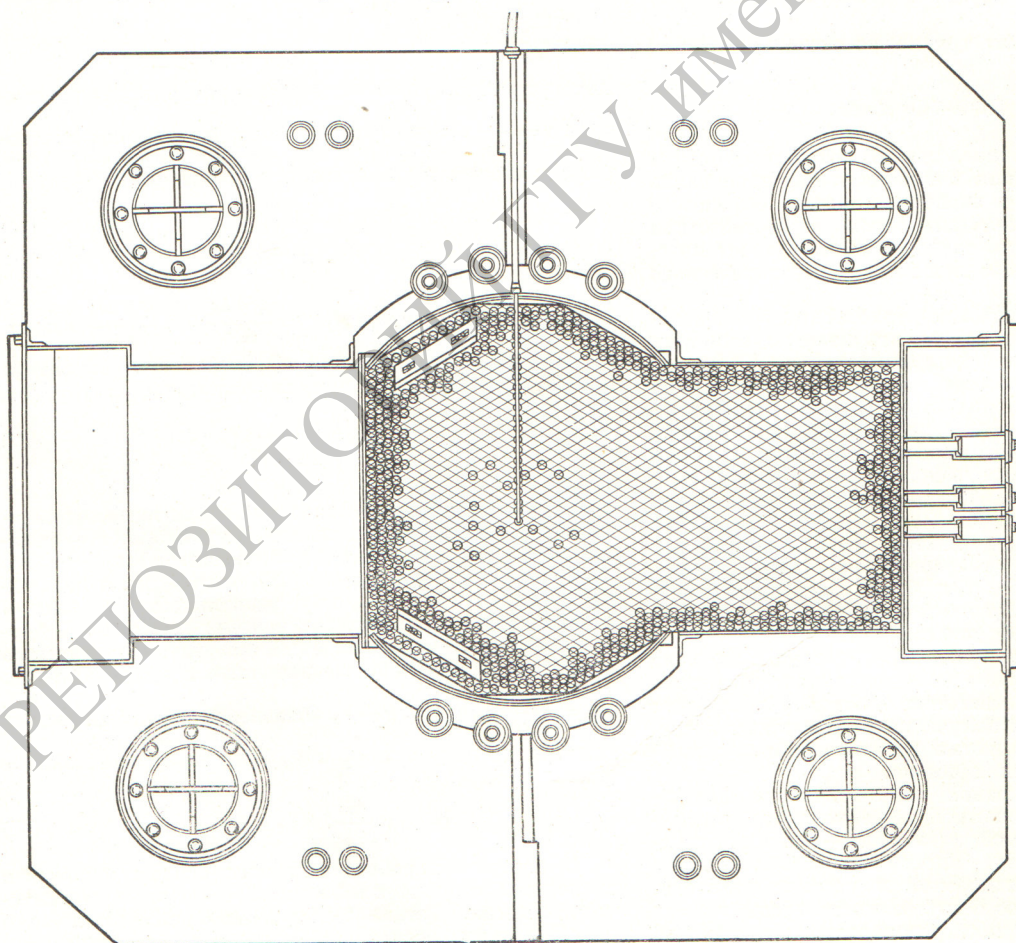
УДК 621.039.516.22

Для получения информации о пространственно-энергетическом распределении нейтронов в реакторе измеряют распределения интенсивностей деления различных изотопов по объему реактора и определяют величину отношения сечений этих реакций в центре активной зоны. Такие эксперименты проводят с каме-

рами деления или активационным методом с использованием γ -спектрометрии. Результаты измерений, выполненных указанными методами, часто не согласуются между собой [4, 2]. Для выяснения причин расхождения была проведена серия опытов на физическом стенде на быстрых нейтронах БФС-15.

Стенд (рис. 1) предназначен для исследований моделей быстрых реакторов. Модели собираются из блоков, которыми заполняются тонкостенные трубки (стальные или алюминиевые) диаметром 50 мм. Трубки (технологические каналы) устанавливаются на плите и образуют решетку с шагом 51 мм. Зазоры между трубками могут быть использованы в качестве экспериментальных каналов.

В сборке БФС-15 применялись различные материалы в виде блоков толщиной 5 мм (обогащенный уран) и 10 мм (все остальные материалы). В центральной части активной зоны использовался уран с 36%-ным обогащением по U^{235} , во внешней части — с 90%-ным обогащением. Блоки в труб-



Р и с. 1. Горизонтальный разрез физического стенда БФС-15.