

УДК. 621.039.51

## Использование камеры деления со слоем $^{252}\text{Cf}$ в некоторых физических измерениях

ЕФИМЕНКО В. Ф., МОЖАЕВ В. К., ДУЛИН В. А.

В последние годы в экспериментальной реакторной физике все более широко применяются калифорнийевые источники нейтронов. Камеры деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$  позволяют измерить ряд полезных величин.

Блок-схема эксперимента (рис. 1, а) описана в работах [1, 2]. Когда камера деления и детектор находятся вне какой-либо среды, на анализаторе наблюдается распределение (рис. 2, а), которое может быть записано в виде

$$N(t) = \begin{cases} \frac{QN_f \varepsilon_n}{(1+TN_f)} \Delta t v_n (1 - \varepsilon_f + \varepsilon_f \times \\ \times \{1 - \exp[-N_f(\tau - t)]\}) t_{\text{изм}} & t < \tau; \\ \frac{N_f \varepsilon_n}{(1+TN_f)} v_n [\delta(\tau - t) + \Delta t Q] t_{\text{изм}}, & t \geq \tau, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\delta(\tau - t)$  — дельта-функция Дирака;  $Q$  — активность слоя  $^{252}\text{Cf}$ , делений/с;  $\varepsilon_f$  — эффективность регистрации делений;  $N_f$  — скорость счета зарегистрированных делений;  $\varepsilon_n$  — эффективность регистрации нейтронов детектором (с учетом геометрии);  $T$  — время развертки шкалы ВА (см. рис. 1);  $\Delta t$  — ширина канала ВА;  $v_n$  — среднее число нейтронов на одно деление  $^{252}\text{Cf}$ ;  $\tau$  — время задержки;  $t_{\text{изм}}$  — время измерения;  $N_{\text{ст}} = \frac{N_f}{(1+TN_f)}$  — запаздывающими нейтронами, испускаемыми  $^{252}\text{Cf}$ , пренебрегаем. Если аппаратура включена по схеме (см. рис. 1, б), то после поправки на просчеты анализатора

$$N'_{\text{пик}} = \frac{N_f}{(1+TN_f)} t'_{\text{изм}}; \quad N'_2 = \frac{N_f^2 \Delta t}{(1+TN_f)} t'_{\text{и}} \quad (2)$$

Измеренное распределение (1) позволяет определить ряд величин: а) эффективность камеры деления  $\varepsilon_f$  для случая, когда  $\varepsilon_f$  близка к единице,

$$1 - \varepsilon_f = \lim_{t \rightarrow \tau_0} \frac{N'_{\text{лев}}(t)}{N'_2} \quad (3)$$

или

$$\varepsilon_f = \frac{N'_{\text{пик}} N'_2}{N_2 N'_{\text{пик}}}; \quad (4)$$

б) ширину канала временного анализатора

$$\Delta t = \frac{N'_2}{N'_{\text{пик}} N_f}; \quad (5)$$

в) абсолютную скорость делений в камере

$$Q = \frac{N_2}{N'_{\text{пик}} \Delta t}. \quad (6)$$

Экспериментальные значения  $\varepsilon_f$  и  $Q$ , делений/с

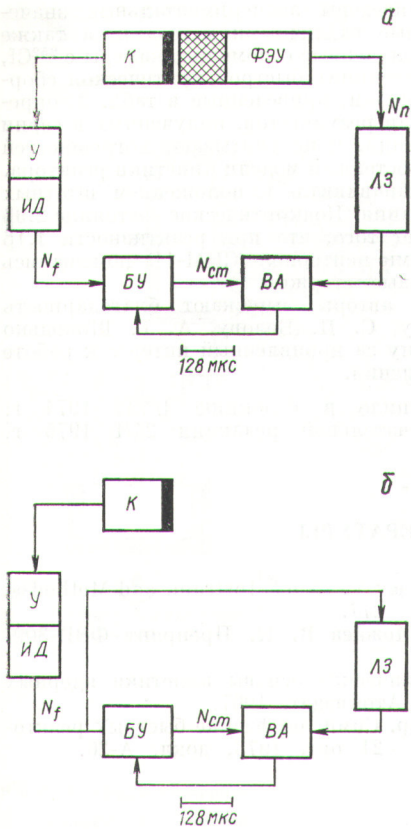
Таблица 1

Измеряемая величина	Значение	Метод измерения
$\varepsilon_f$	$0,946 \pm 0,003$	$n-f$ -совпадения [2]
$\varepsilon_f$	$0,948 \pm 0,0018$	выражение (3) [1]
$\varepsilon_f$	$0,947 \pm 0,002$	выражение (4)
$Q$	$(3,213 \pm 0,008) \cdot 10^3$	выражение (6)

В табл. 1 приведены результаты измерения  $\varepsilon_f$  и  $Q$  различными методами. Измеренное значение ширины канала анализатора АИ-256  $\Delta t = (1,0010 \pm \pm 0,0012)$  мкс.

Помещенная в реактор камера со слоем  $^{252}\text{Cf}$  при включении по схеме (см. рис. 1, а) дает на анализаторе распределение, показанное на рис. 2, б. В рамках элементарной точечной модели кинетики реактора с одной эффективной группой запаздывающих нейтронов это распределение можно найти, подставив в уравнения кинетики [3] выражение для внешнего источника нейтронов  $S(t)$ , полученное из формулы (1):

$$S(t) = \begin{cases} v_n Q \{1 - \varepsilon_f \exp[-N_f(\tau - t)]\}, & t < \tau; \\ v_n [\delta(\tau - t) + Q], & t \geq \tau. \end{cases} \quad (7)$$



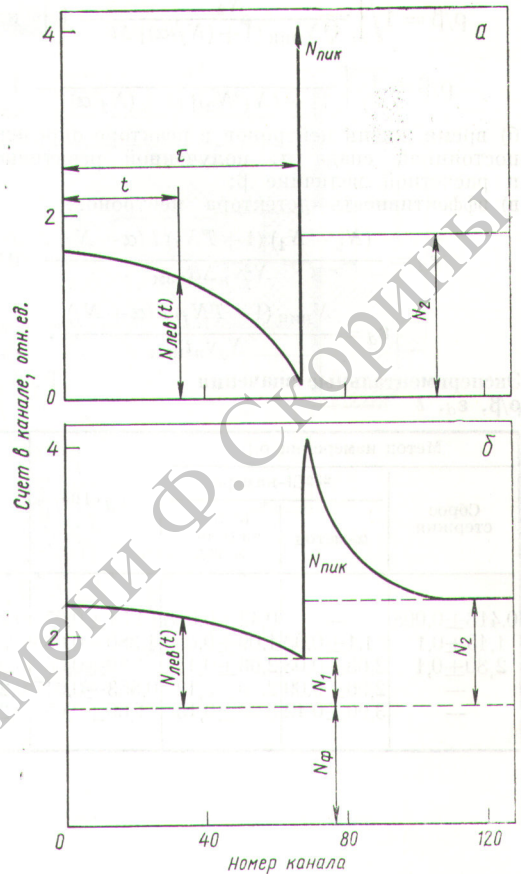
Р и с. 1. Блок-схема эксперимента:

К — камера деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$ ; ФЭУ — детектор нейтронов; У — усилитель; ИД — интегральный дискриминатор; ЛЗ — линия задержки (пассивная); ВА — временной анализатор; БУ — блокирующее устройство, обеспечивающее интервал между стартами ВА не менее длительности развертки шкалы (управляется с ВА)

Решив уравнения кинетики, находим, что после вычитания постоянного фона от спонтанных источников реактора  $N_{\phi}$  (см. рис. 2, б) распределение имеет вид

$$N(t) = \begin{cases} \frac{QN_f v_n \epsilon_d}{(1+TN_f)} \left\{ \frac{1}{k\rho} - \frac{\epsilon_f}{k(\rho+\beta) + lN_f} \right\} \times \\ \times \exp[-N_f(\tau-t)] \} \Delta t_{\text{изм}}, & t < \tau; \\ \frac{N_f v_n \epsilon_d}{(1+TN_f)} \left\{ \frac{\alpha}{k(\rho+\beta) + lN_f} \right\} \times \\ \times \exp[-\alpha(t-\tau)] + \\ + \frac{Q}{k\rho} \} \Delta t_{\text{изм}}, & t \geq \tau, \end{cases} \quad (8)$$

где  $k$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов;  $\beta$  — эффективная доля запаздывающих нейтронов;  $l$  — время жизни мгновенных нейтронов в реакторе;  $\epsilon_d$  — эффективность детектора, расположенного в реакторе, определяемая отношением скорости счета детектора к скорости рождения нейтронов



Р и с. 2. Временное распределение нейтронов:

а — камера и детектор вне какой-либо среды; б — камера и детектор в реакторе

в реакторе;  $\rho = \frac{1-k}{k}$ ;  $\alpha = \frac{1-k(1-\beta)}{l}$ . Экстраполированный фон слева от пика (при  $t \rightarrow \tau_0$ )

$$N_1 = \frac{Q^2 \epsilon_f v_n \epsilon_d}{(1+TN_f)} \left[ \frac{1}{k\rho} - \frac{\epsilon_f}{k(\rho+\beta) + lN_f} \right] \Delta t_{\text{изм}}. \quad (9)$$

Фон справа от пика (при  $t \rightarrow \infty$ )

$$N_2 = \frac{Q^2 \epsilon_f v_n \epsilon_d}{(1+TN_f) k\rho} \Delta t_{\text{изм}}. \quad (10)$$

Площадь в пике над фоном справа:

$$N_{\text{пик}} = \int_{\tau}^{\infty} [N(t) - N_2] dt = \frac{Q^2 \epsilon_f v_n \epsilon_d \Delta t_{\text{изм}}}{(1+TN_f) k(\rho+\beta) [1+(N_f/\alpha)]}. \quad (11)$$

Комбинации величин  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_{\text{пик}}$ ,  $\alpha$ , полученных из экспериментально измеренного распределения  $N(t)$ , дают ряд физических величин:

а) реактивность в долях  $\beta$ :



$$\rho/\beta = 1 / \left[ \frac{N_2}{QN_{\text{пик}} [1 + (N_f/\alpha)] \Delta t} - 1 \right] \text{ или}$$

$$\rho/\beta = 1 / \left[ \frac{\epsilon_f}{[1 - (N_1/N_2)] [1 + (N_f/\alpha)]} - 1 \right]; \quad (12)$$

б) время жизни нейтронов в реакторе определяется по постоянной спада  $\alpha$ , полученной реактивности  $\rho/\beta$  и расчетной величине  $\beta$ ;

в) эффективность детектора нейтронов:

$$\epsilon_d = \frac{(N_2 - N_1) (1 + TN_f) l (\alpha + N_f)}{N_f^2 v_n \Delta t t_{\text{изм}}} \text{ или} \quad (13)$$

$$\epsilon_d = \frac{N_{\text{пик}} (1 + TN_f) l (\alpha + N_f)}{N_f v_n t_{\text{изм}}}$$

Экспериментальные значения  $\rho/\beta$ ,  $\epsilon_d$ ,  $l$  Таблица 2

Метод измерения $\rho/\beta$			$\epsilon_d \cdot 10^5$	$l$ , мкс
Сброс стержня	$^{252}\text{Cf}$ -камера			
	$\alpha$ -метод	интегральный метод		
$0,418 \pm 0,008$	—	$0,42 \pm 0,008$	$1,51 \pm 0,05$	$0,294 \pm 0,01$
$1,15 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,03$	$1,09 \pm 0,05$	$1,380 \pm 0,036$	$0,290 \pm 0,01$
$2,80 \pm 0,1$	$2,63 \pm 0,03$	$2,66 \pm 0,11$	$1,50 \pm 0,05$	$0,296 \pm 0,01$
—	$2,96 \pm 0,09$	$2,90 \pm 0,12$	$0,553 \pm 0,017$	$0,293 \pm 0,01$
—	$3,90 \pm 0,12$	$3,96 \pm 0,15$	$1,60 \pm 0,05$	$0,291 \pm 0,01$

В табл. 2 приведены экспериментальные значения  $\rho/\beta$ , измеренные различными методами, а также величины  $l$  и  $\epsilon_d$ , полученные с помощью камеры с  $^{252}\text{Cf}$ , при различных состояниях быстрой критической сборки БФС-30 [4]. Ошибки, приведенные в табл. 2, определены по дисперсии результатов, полученных в серии нескольких измерений, и не учитывают погрешностей использованной простейшей модели кинетики реактора. Величина  $k_{\text{эф}}$  устанавливалась положением штатных органов регулирования. Подкритическое состояние  $2,9\beta$  создавалось за счет того, что при реактивности  $1,1\beta$  рядом с детекторами нейтронов (СНМ-11) помещались поглощающие борные стержни.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. А. Казанскому, С. П. Белову, А. Г. Шокодько и В. Г. Кулебякину за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступило в Редакцию 1/VII 1974 г.  
В окончательной редакции 24/I 1975 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Doolin V., Mozhayev V. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, т. 105, р. 277.
2. Дулин В. А., Можаяев В. К. Препринт ФЭИ-309, Обнинск, 1972.
3. Кипиц Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1967.
4. Дулин В. А. и др. Симп. по физике быстрых реакторов. Токио, 16—21 окт. 1973, докл. А-26.

УДК 621.039.512

## Энергетические распределения нейтронов, выходящих из каналов реактора БР-10

ТРЫКОВ Л. А., СЕМЕНОВ В. П., НИКОЛАЕВ А. Н.

В связи с созданием реактора БР-10 появилась необходимость измерить спектры нейтронов  $\Phi(E)$ , выходящих из активной зоны через каналы Б-3, Б-2, П-2, а также потоки тепловых нейтронов из каналов Т-4 и К-5. Измерения проводили на малой мощности реактора при сравнительно небольшом потоке  $\gamma$ -излучения, обусловленном в основном остаточной активностью отражателя.

В результате реконструкции реактора БР-5, на базе которого создан реактор БР-10, изменена активная зона: в качестве делящегося вещества использован  $^{239}\text{Pu}$  вместо  $^{235}\text{U}$ . Кроме того, усилена биологическая защита реактора и соответственно увеличилась длина каналов Б-3, П-2 и Т-4.

Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. Измерения проводились практически на срезе каналов, т. е. центр детекторов располагался на расстоянии 10—20 см от среза каналов. Спектр нейтронов пучка Б-3 был измерен также на расстоянии 3,7 м от конца среза канала.

Для определения  $\Phi(E)$  были использованы сцинтилляционный спектрометр нейтронов с кристаллом стильбена диаметром и высотой 10 мм [1] (область измеряемой энергии нейтронов от 0,2 МэВ и выше); спектрометр нейтронов СЭН2-02 (в качестве датчика использовался счетчик СНМ-38. Область измеряемой энергии от 10—20 до 700 кэВ) и мультисферный спектрометр нейтронов, состоящий из пяти полиэтиленовых сфер с датчиком тепловых нейтронов ДТН-1 [2] (область измеряемой энергии от тепловой до нескольких МэВ).

Поскольку диаметр отверстий каналов Б-3, П-2, Т-4 на выходе равен 50 мм, измерения сферами большего диаметра проводили методом их последовательного перемещения относительно отверстия коллиматора с последующим интегрированием числа отсчетов по всему объему сферы.

При измерениях реактор работал на мощности 10 и 50 Вт. Полученные энергетические распределения нормированы на мощность 25 Вт. Энергетические распределения нейтронов  $\Phi(E)$  приведены на рис. 2—4.