

- Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 675.
12. G. de Saussure, E. Silver. Nucl. Sci. Abstrs, 13, 1059 (1959); Nucl. Sci. and Engng, 6, 195 (1959); Proc. of Symposium. Vienna, 17—22 october, 1960, p. 509.
  13. K. Singvi. Arkiv fys., 16, 385 (1960).
  14. В. В. Владимировский, В. В. Соколовский. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советских ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 520.
  15. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 14, 193 (1963).
  16. R. Peierls. Proc. Roy. Soc. London, A149, 467 (1935).
  17. Дж. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. Изд. 2. М., Атомиздат, 1959.
  18. G. de Saussure. Nucl. Sci. and Engng, 12, 433 (1962).
  19. S. Iyenger et al. Proc. Indian Acad. Sci., XLY, 215 (1957).
  20. Т. Комото, К. Кловестромпе. Trans. Amer. Nucl. Soc., Annual Meeting, June 1958, p. 94.
  21. K. Singvi, L. Kothary. J. Nucl. Energy, 8, 59 (1958).
  22. И. Ф. Жежерун, И. П. Садиков, А. А. Чернышов. «Атомная энергия», 13, 250 (1962).

УДК 621.039.51

## Изучение критическихборок с бериллиевым замедлителем

Н. Н. Пономарев-Степной, С. С. Ломакин

Описаны проведенные с критическими сборками из бериллия и урана эксперименты, позволившие определить квадрат длины замедления до энергии, при которой спектр замедления переходит в спектр тепловых нейтронов, и коэффициент размножения на быстрых нейтронах за счет деления и реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  с учетом поглощения при замедлении. Критические сборки рассчитаны многогрупповым методом и с использованием полученных параметров. Показано хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными.

### Введение

Системы, содержащие бериллий, несмотря на имеющиеся экспериментальные и расчетно-теоретические работы [1—9], нуждаются в дальнейшем исследовании, так как недостаточно данных о нейтронно-физических свойствах бериллия. В бериллии имеет место реакция  $\text{Be}(n, 2n)$ , в результате которой увеличивается коэффициент размножения нейтронов. Ниже приведены величины эффекта реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  с учетом реакции  $\text{Be}(n, \alpha)$ :

Расчет	Эксперимент
1,78 [10]	1,12±0,04 [8]
1,076—1,051 [11]	1,10±0,015 [13]
1,19—1,03 [12]	

Как видно, существует значительный разброс в величинах этого эффекта. Единственное экспериментальное значение квадрата длины замедления нейтронов деления в бериллии до энергии индиевого резонанса (1,44 эв) равно 80 см<sup>2</sup> [3].

### Теоретическое рассмотрение

Уравнение баланса быстрых и тепловых нейтронов в диффузионно-возрастном приближе-

нии для реактора с геометрическим параметром  $\kappa^2$  можно записать в виде [14]

$$(\kappa^2 D + \Sigma_c) f(u) = \frac{\partial \xi \Sigma_f(u)}{\partial u} + Q(u), \quad (1)$$

$$(\kappa^2 D_T + \Sigma_{cT}) \Phi_T = \xi \Sigma_f(u_T), \quad (2)$$

где

$$Q(u) = S_f(u) + S_{2n}(u) \quad (3)$$

количество нейтронов, освобожденных при делении, и нейтронов, получившихся в результате реакции  $\text{Be}(n, 2n)$ . При этом

$$S_f(u) = \left[ \int_{-\infty}^{u_T} v_f(u') f(u') \Sigma_f(u') du' + v_{fT} \Sigma_{fT} \Phi_T \right] S(u),$$

где  $S(u)$  — спектр деления. Если энергетическое распределение нейтронов реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  представить функцией  $Z(u)$ , определяемой спектром нейтронов, вызывающих эту реакцию, и вероятностью того, что в результате реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  образуется нейтрон с летаргией  $u$  при энергии первичного нейтрона, соответствующей летаргии  $u'$ , то выражение для  $S_{2n}(u)$  можно записать так:

$$S_{2n}(u) = \left[ 2 \int_{-\infty}^u \Sigma_{2n}(u') f(u') du' \right] Z(u).$$

Уравнение (1) можно представить в виде

$$(\kappa^2 D + \Sigma_c) f(u) = \frac{\partial \xi \Sigma_f(u)}{\partial u} + SX(u), \quad (1')$$

где  $X(u)$  — спектр нейтронов деления и нейтронов реакции  $\text{Be}(n, 2n)$ , определяемый функциями  $S(u)$  и  $Z(u)$  с соответствующим весом. Уравнение (1') можно рассматривать как линейное неоднородное уравнение первого порядка. Его решение имеет вид

$$f(u) = \frac{S}{\xi \Sigma} \int_{-\infty}^u X(u') \exp \left( - \int_{u'}^u \left( \frac{\kappa^2 D + \Sigma_c}{\xi \Sigma} \right) du'' \right) du'. \quad (4)$$

Из уравнения (2)

$$\Phi_T = \frac{S}{\kappa^2 D_T + \Sigma_{CT}} \int_{-\infty}^{u_T} X(u') \exp \left( - \int_{u'}^{u_T} \frac{\kappa^2 D + \Sigma_c}{\xi \Sigma} du'' \right) du'. \quad (5)$$

Имея решения уравнений (1') и (2) и используя выражение (3), получим критическое условие

$$k_{\text{эфф}} = \int_{-\infty}^{u_T} du \left( \frac{2\Sigma_{2n}}{\xi \Sigma} + \frac{\nu_f \Sigma_f}{\xi \Sigma} \right) \int_{-\infty}^u X(u') P(u' \rightarrow u) p(u \rightarrow u) du' + \\ + \frac{\Sigma_{fT} \nu_{fT}}{\kappa^2 D_T + \Sigma_{CT}} \int_{-\infty}^{u_T} X(u') P(u' \rightarrow u_T) p(u' \rightarrow u_T) du', \quad (6)$$

где  $P(u' \rightarrow u)$  — вероятность утечки нейтронов при замедлении, а  $p(u' \rightarrow u)$  — вероятность избежать поглощения в процессе замедления.

Разделив эффекты тепловых и быстрых нейтронов, критическое условие можно переписать в виде

$$k_{\text{эфф}} = \frac{\nu_{fT} \Sigma_{fT}}{\kappa^2 D_T + \Sigma_{CT}} \int_{-\infty}^{u_T} X(u) P(u \rightarrow u_T) p(u \rightarrow u_T) du \times \\ \times \left[ 1 + \frac{\int_{-\infty}^{u_T} du \left( \frac{2\Sigma_{2n}}{\xi \Sigma} + \frac{\nu_f \Sigma_f}{\xi \Sigma} \right) \int_{-\infty}^u X(u') P(u' \rightarrow u) p(u' \rightarrow u) du}{\frac{\nu_{fT} \Sigma_{fT}}{\kappa^2 D_T + \Sigma_{CT}} \int_{-\infty}^{u_T} X(u) P(u \rightarrow u_T) p(u \rightarrow u_T) du} \right] \quad (7)$$

или

$$k_{\text{эфф}} = \frac{\nu_{fT} \Sigma_{fT}}{\kappa^2 D_T + \Sigma_{CT}} \mu \int_{-\infty}^{u_T} X(u) P(u \rightarrow u_T) p(u \rightarrow u_T) du, \quad (8)$$

где

$$\mu = 1 + \frac{\int_{-\infty}^{u_T} du \left( \frac{2\Sigma_{2n}}{\xi \Sigma} + \frac{\nu_f \Sigma_f}{\xi \Sigma} \right) \int_{-\infty}^u X(u') P(u' \rightarrow u) p(u' \rightarrow u) du}{\left( \frac{\nu_{fT} \Sigma_{fT}}{\kappa^2 D_T + \Sigma_{CT}} \right) \int_{-\infty}^{u_T} X(u) P(u \rightarrow u_T) p(u \rightarrow u_T) du}.$$

Представляя теперь вероятность избежать утечки в виде величины, усредненной по спектру нейтронов  $X(u)$ , т. е.

$$\int_{-\infty}^{u_T} X(u) P(u \rightarrow u_T) p(u \rightarrow u_T) du = pe^{-\kappa^2 \tau}, \quad (9)$$



и учитывая тем самым, что длина замедления нейтронов реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  отличается от длины замедления нейтронов деления, критическое условие можно записать в виде

$$k_{\text{эфф}} = \frac{\eta_0 \mu p}{1 + \kappa^2 L^2} e^{-\kappa^2 \tau}. \quad (10)$$

Диффузионно-возрастное уравнение (1) можно представить также в виде многогруппового уравнения, которое для любой точки системы и  $i$ -ой энергетической группы может быть записано в виде

$$\kappa^2 D^i \Phi^i - \Sigma^i \Phi^i + \sum_{j \neq i} \Sigma^j \Phi^j = -S_i(u) \sum_j \Sigma_j^j \Phi^j \nu_j^i, \quad (11)$$

где  $\Sigma^i \Phi^i$  — количество нейтронов, удаленных из  $i$ -ой группы за счет поглощения упругого и неупругого рассеяния и за счет реакции  $\text{Be}(n, 2n)$ ;  $\sum_{j \neq i} \Sigma^j \Phi^j$  — количество нейтронов, попавших в  $i$ -ую группу из других групп. Уравнение, записанное в таком виде, использовалось при многогрупповых расчетах (см. табл. 2).

#### Методика эксперимента

Цель экспериментального исследования систем из бериллия и урана (помимо получения данных о критических размерах, необходимых для сравнения экспериментальных данных с расчетными) заключалась в определении квадрата длины замедления нейтронов до энергии, при которой спектр замедления переходит в спектр тепловых нейтронов, и в определении коэффициента  $\nu = \rho \mu$ , учитывающего размножение нейтронов в области больших энергий.

Серия критических опытов, давших значения критических масс, и опыты по определению изменения реактивности системы при изменении ее высоты позволили найти нейтронно-физические параметры систем.

Методика эксперимента заключалась в следующем. При малом изменении высоты критической сборки реактивность системы увеличивалась на величину  $\varrho = \frac{k_{\text{эфф}} - 1}{k_{\text{эфф}}}$  или

$$\varrho = 1 - \frac{1}{k_{\text{эфф}}} (1 + \kappa^2 L^2) e^{-\kappa^2 \tau},$$

где

$$\kappa^2 = \pi^2 \left[ \frac{1}{(a+2\lambda_a)^2} + \frac{1}{(b+2\lambda_b)^2} + \frac{1}{H^2} \right].$$

Здесь  $H = h + \delta$  ( $h$  — высота активной зоны сборки,  $\delta$  — эффективная толщина отражателя).

Изменение реактивности, отнесенное к изменению высоты  $\delta h$ , можно записать в виде

$$\frac{\partial \varrho}{\partial h} = -\frac{1}{k_{\infty}} e^{\kappa^2 \tau} \frac{\partial \kappa^2}{\partial H} [L^2 + \tau(1 + \kappa^2 L^2)]$$

или, учитывая, что  $\partial \kappa^2 / \partial H = -2\pi^2 / H^3$ ,

$$\frac{\partial \varrho}{\partial h} = \frac{1}{k_{\infty}} e^{\kappa^2 \tau} \frac{2\pi^2}{H^3} [L^2 + \tau(1 + \kappa^2 L^2)]. \quad (12)$$

Тогда с учетом критического условия

$$H = \left[ 2\pi^2 \left( \tau + \frac{L^2}{1 + \kappa^2 L^2} \right) \right]^{1/3} \cdot \left( \frac{1}{k_{\text{эфф}}} \cdot \frac{\partial h}{\partial \varrho} \right)^{1/3}.$$

Эксперимент заключался в измерении  $\left( \frac{1}{k_{\text{эфф}}} \cdot \frac{\partial h}{\partial \varrho} \right)$  для каждой новой высоты критической сборки, у которой менялось основание. Данные были представлены в виде графика зависимости высоты сборки  $h$  от величины  $\left( \frac{1}{k_{\text{эфф}}} \cdot \frac{\partial h}{\partial \varrho} \right)^{1/3}$ . Эта зависимость выражается прямой, проведенной методом наименьших квадратов по экспериментальным точкам. Тангенс угла наклона  $\alpha$  дает связь между  $\kappa^2$  и искомой величиной  $\tau$ :

$$\text{tg } \alpha = \left[ 2\pi^2 \left( \tau + \frac{L^2}{1 + \kappa^2 L^2} \right) \right]^{1/3}. \quad (13)$$

Используя известные диффузионные параметры бериллия и найденную величину  $\tau$ , из критического эксперимента, применив уравнение (10), можно получить вторую искомую величину  $\nu$ .

#### Эксперименты с критическими сборками

Описанная методика применялась в экспериментах со сборками в виде параллелепипедов, собранными из бериллиевых пластин и плоских топливных элементов, расположенных между пластинами (рис. 1). Размеры пластины из бериллия  $100 \times 50 \times 10$  мм, плотность 1,8 г/см<sup>3</sup>. Топливные элементы, свойства которых исследованы в работе [15], представляли собой пластины (рис. 2) размером  $100 \times 100$  мм, толщиной 0,5 мм из фторопласта-4 и  $\text{U}_3\text{O}_8$ . Среднее содержание  $\text{U}^{235}$  в одном элементе 1,34 г. Были собраны три критические сборки с различной концентрацией горючего. Их критический объем определялся с точностью до положения пластин в слое. Сборки имели верхний и нижний отражатели толщиной 0,5 см и по две-три вертикальных плоских щели ( $100 \times 20$  мм) для стержней регулирования и аварийной защиты. В табл. 1 приведены характеристики критическихборок.

Эксперименты по определению скорости изменения реактивности в зависимости от изменения высоты сборки проводились для сборки 1 (с одним топливным элементом в слое) и для сборки 2 (с двумя топливными элементами в слое).

При измерении положительной реактивности для увеличения объема критической сборки

дей ( $n, 2n$ ) и ( $\gamma, n$ ) [16] по формуле «обратных часов». Для этого измерялось среднее время удвоения мощности с помощью гальванометра и самописца мощности. Интервал измеренных реактивностей 0,1—0,2%. Для уменьшения ошибки в измерениях реактивности был экспериментально выбран режим измерения установившегося периода. Время, через которое

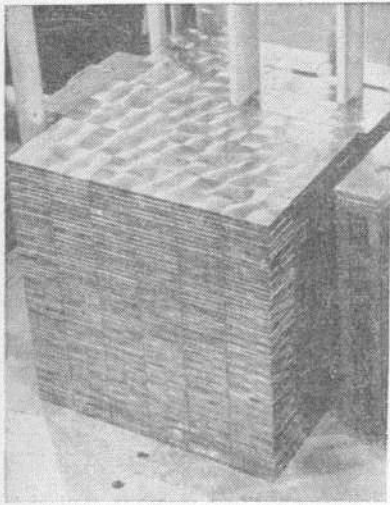


Рис. 1. Критическая сборка из металлического бериллия.

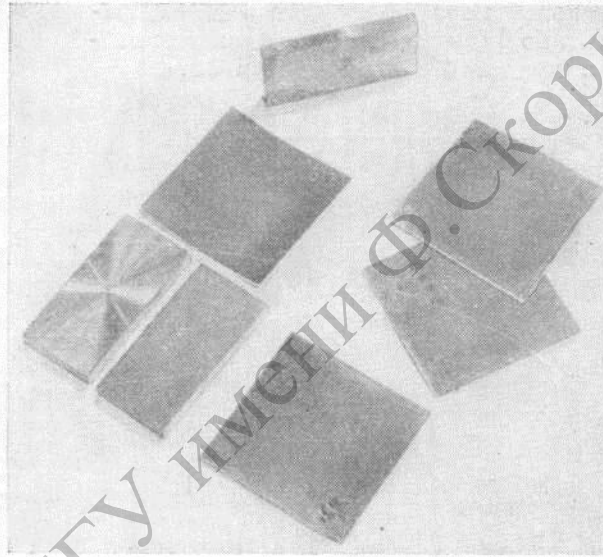


Рис. 2. Топливные элементы и пластины из бериллия.

добавлялась четверть слоя пластин по высоте сборки и несколько пластин (число и положение которых определялось из эксперимента), необходимых для получения эффективной толщины добавленного слоя  $\delta h$ . Величина надкритичности сборки определялась по измерениям установившегося периода реактора с учетом реак-

измерялся положительный период после положительного скачка реактивности, было принято равным 2 мин. При определении реактивности использовались данные о запаздывающих нейтронах и фотонейтронах, приведенные в работе [17]. Эффективные выходы запаздывающих нейтронов определялись согласно работе [18]. Результаты экспериментов приведены на рис. 3. Для сборки 1  $\text{tg } \alpha = 13,45 \pm 0,10$ , для сборки 2  $\text{tg } \alpha = 13,44 \pm 0,03$ . Указанные ошибки вызваны погрешностью эксперимента.

Таблица 1

Характеристики критическихборок из бериллия

Сборка	Число топливных элементов в слое	Высота сборки, см	Количество $U_{235}$ , кг	Отношение концентрации атомов $Be$ к концентрации $U_{235}$	Отношение концентрации $CF_2$ к концентрации атомов $U_{235}$	$\times 10^2, \text{ см}^{-2}$
1	1	63,7	3,292	3481	41	$0,654 \pm 0,008$
2	2	60,1	5,790	1745	41	$0,677 \pm 0,008$
3	3	61,5	8,344	1165	41	$0,666 \pm 0,008$

На основании экспериментальных данных из выражения  $\tau = \frac{\text{tga}^3}{2\pi^2} - \frac{L^2}{1 + \kappa^2 L^2}$  были определены величины  $\tau$ . Для сборки 1  $\tau = 97,1 \text{ см}^2$ ; ошибка из-за неточности в значении  $L^2$  и погрешности эксперимента составила  $\pm 3,1 \text{ см}^2$ . Для сборки 2 величина  $\tau = 104,6 \pm 1,2 \text{ см}^2$ . Значения  $\nu$  были получены из критического условия (10) при использовании найденных величин  $\tau$ . Для сборки 1 значение  $\nu = 1,139 \pm 0,060$  и для сборки 2 значение  $\nu = 1,142 \pm 0,060$ .



Рассматривая вопрос о точности эксперимента, необходимо оценить, как ошибки в значениях  $\partial Q$ ,  $\partial h$  и  $h$  влияют на величину  $\text{tg } \alpha$ . Неточность в  $\partial h$  составляла не более половины средней пластины, что в пересчете на эффективную толщину составляет 0,07 мм. Ошибка в эффективной высоте  $\pm 1$  мм, в измерении периода  $\pm 1,5\%$ . Как показали проведенные оценки, верхняя ошибка в  $\text{tg } \alpha$  не более  $\pm 1,5\%$ , что в значительной мере обуславливается разбросом данных по  $\beta$  (выходом запаздывающих нейтронов) и принятой неточностью в  $\partial h$ .

групповые расчеты дают значения  $k_{\text{эфф}}$  на 1,5—2% меньше единицы. Это можно объяснить и ошибкой эксперимента и разбросом в константах. Результаты расчетов  $k_{\text{эфф}}$  с использованием экспериментальных значений  $\tau$  и  $\nu$  для сборок 1 и 2 в пределах ошибок совпадают с данными экспериментов. Величина  $\tau$  для бериллия, полученная из эксперимента и при-

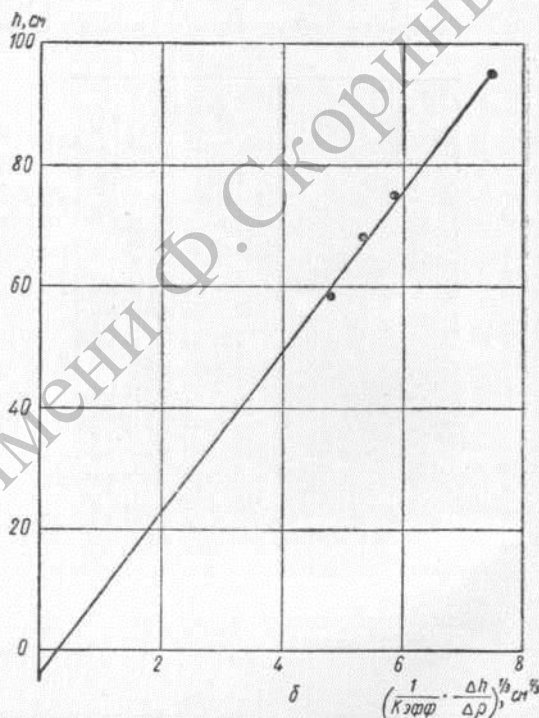
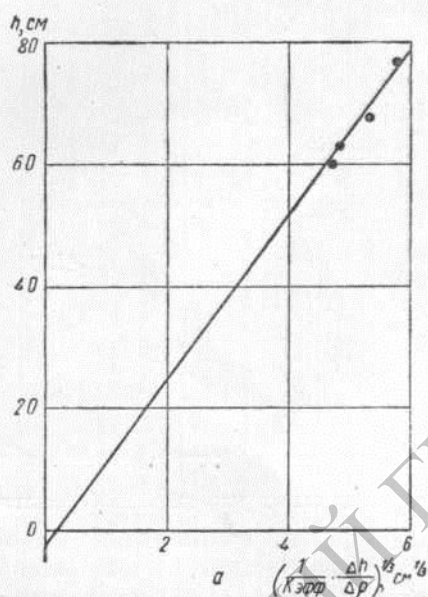


Рис. 3. Зависимость высоты активной зоны сборки с одним (а) и двумя (б) топливными элементами в слое от  $\left(\frac{1}{k_{\text{эфф}}} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta \rho}\right)^{1/3}$ :

$$a - h = -2,25 + 13,448 \left(\frac{1}{k_{\text{эфф}}} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta \rho}\right)^{1/3}; \quad b - h = -4,15 + 13,439 \left(\frac{1}{k_{\text{эфф}}} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta \rho}\right)^{1/3}.$$

**Расчеты критических параметров**

Критические уран-бериллиевые системы, размеры которых были определены экспериментально, рассчитывались в диффузионно-возрастном приближении с использованием измеренных значений  $\tau$  и  $\nu$  и по многогрупповой методике [19] на электронно-вычислительной машине. Величины  $L$  и  $\lambda_{\text{тг}}$  для бериллия ( $\gamma = 1,8 \text{ г/см}^2$ ) принимались равными 20 и 1,52 см соответственно. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Самозкранировка урана в топливных элементах учитывалась согласно работе [20]; сборки с этой поправкой считались однородными. Из данных табл. 2 следует, что много-

веденная к плотности бериллия  $1,8 \text{ г/см}^2$  оказалась равной  $90,1 \pm 2,8 \text{ см}^2$  (ошибка учи-

Таблица 2

Результаты расчетов критических систем

Сборка	Число топливных элементов в слое	Высота сборки, см	$\kappa^2 \cdot 10^2$ , см <sup>-2</sup>	$k_{\text{эфф}}$ , рассчитанное с экспериментальными значениями $\tau$ и $\nu$	$k_{\text{эфф}}$ по многогрупповым расчетам
1	1	63,7	0,654	0,99002	0,98206
2	2	60,1	0,677	0,99785	0,98537
3	3	61,5	0,666	1,0058	0,98578

тыкает погрешность эксперимента). Для сравнения с экспериментальными данными был также рассчитан вклад реакций  $\text{Be}(n, 2n)$  и  $\text{Be}(n, \alpha)$  в коэффициент размножения. Эффект от этих пороговых реакций оценивался по величине  $\nu$ , которая определялась как отношение числа нейтронов с энергией, меньшей  $E_{\text{пор}}$ , к числу нейтронов деления. Используемый метод расчета аналогичен методу, изложенному в работе [21]. Однако в настоящих вычислениях не было необходимости рассчитывать спектр нейтронов. Порог реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  принимался равным  $1,85 \text{ Мэв}$ ; считалось, что нейтрон при упругом столкновении теряет энергию на величину  $\xi = \bar{\ln} E_i/E_{i-1}$ . Принималось, что реакция  $\text{Be}(n, 2n)$  идет через возбужденное состояние ядра бериллия с энергией возбуждения  $2,44 \text{ Мэв}$ . Изменение сечений реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  в зависимости от энергии брались усредненным по данным работ [22—24]. Величина  $\nu$  определялась из выражения

$$\nu = 1 + \int_{-\infty}^{u_{\text{пор}}} S(u) du \frac{\sigma_{2n}(u) - \sigma_{\alpha}(u)}{\sigma(u)} + \int_{-\infty}^{u_{\text{пор}} - \xi} S(u) du \frac{[\sigma_{2n}(u - \xi) - \sigma_{\alpha}(u - \xi)] \sigma_s(u)}{\sigma(u - \xi) \sigma(u)} + \int_{-\infty}^{u_{\text{пор}} - 2\xi} S(u) du \frac{[\sigma_{2n}(u - 2\xi) - \sigma_{\alpha}(u - 2\xi)] \sigma_s(u - \xi) \sigma_s(u)}{\sigma(u - 2\xi) \sigma(u - \xi) \sigma(u)} + \dots$$

где  $u_{\text{пор}}$  — пороговая энергия реакции  $\text{Be}(n, \alpha)$ , равная  $0,71 \text{ Мэв}$ ;  $S(u)$  — спектр нейтронов деления;  $\sigma(u)$  — полное сечение;  $\sigma_s(u)$  — сечение упругого рассеяния;  $\sigma_{2n}(u)$  — сечение реакции  $\text{Be}(n, 2n)$ ;  $\sigma_{\alpha}(u)$  — сечение реакции  $\text{Be}(n, \alpha)$ . Вся область энергий выше  $u_{\text{пор}}$  разбивалась на семь групп. Все группы, кроме последней, которая охватывала всю оставшуюся область энергий, имели ширины, равные  $\xi$ . Таким образом, на основании проведенных расчетов было получено  $\nu = 1,12$ .

### Заключение

Результаты критических экспериментов и расчетов достаточно хорошо согласуются между собой, т. е. многогрупповая система нейтронно-физических констант, используемая в расчетах, является вполне удовлетворительной. Значительные трудности в расчетах систем из бериллия вызваны, как известно, его кристаллической структурой. Определенная в экспериментах величина  $\tau = 90,1 \text{ см}^2$ , включающая область термализации  $1,44 - 0,2 \text{ эв}$ , позволит, очевидно, более точно описать процесс замедления нейтронов в бериллии. Наконец, полу-

ченные значения  $\nu$ , несмотря на большую ошибку, свидетельствуют о том, что эффект реакции  $\text{Be}(n, 2n)$  значителен и его необходимо учитывать при расчетах систем, содержащих бериллий.

Поступила в Редакцию 30/V. 1963 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Красин и др. В кн. «Физические исследования». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 142. (Докл. советск. делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955).
2. А. В. Антонов и др. Там же, стр. 158.
3. Д. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., Изд-во иностран. лит., 1954.
4. G. de Saussure, Silver Report ORNL-2641, 1959.
5. K. Beckurts. Nucl. Instrum. and Methods, **11**, 144 (1961).
6. R. Bhandari. J. Nucl. Energy, **6**, 104 (1957).
7. S. Jha. J. Nucl. Energy, **12** (1960).
8. А. К. Красин и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 555.
9. K. Hines, J. Pollard. J. Nucl. Energy, **16**, 71 (1962).
10. H. Rief. Nucl. Sci. Engng, **10**, 83 (1961).
11. W. Hafele. Report ORNL-2779, 1959.
12. P. Aline et al. Nucl. Sci. Engng, **7**, 392 (1960).
13. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия» (в печати).
14. А. Вейнберг, Е. Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностран. лит., 1961, стр. 356.
15. Н. Н. Пономарев-Степной, С. С. Ломакин, Ю. Г. Дегальцев. «Атомная энергия», **15**, 259 (1963).
16. W. Fader, R. Harrison. Nucl. Sci. Engng, **11**, 405 (1961).
17. G. Keerlin. Nucleonics, **20**, 151 (1962).
18. E. Cross, J. Marable. Nucl. Sci. Engng, **7**, 281 (1960).
19. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
20. E. Cohen. Nucl. Sci. Engng, **4**, 255 (1958).
21. D. Dillenburg. Доклад № 1192, представленный Францией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
22. G. Fischer. Phys. Rev., **108**, 99 (1957).
23. J. Beyster et al. Phys. Rev., **98**, 1216 (1955); Phys. Rev., **104**, 1319 (1956).
24. W. Ball et al. Phys. Rev., **110**, 1392 (1958).