

Таким образом, разработанный алгоритм позволяет относительно просто определить $\{l_i\}^{\text{опт}}$ при нескольких произвольно распределенных по высоте сборки параметров и с учетом реально возможного ограниченного числа типоразмеров ЭГЭ. Важным достоинством метода является возможность учета любых факторов, ограничивающих ресурс и работоспособность сборки. Для этого на $V - q$ -диаграммах, кроме изотерм $T_{\text{в, макс}}$, наносятся и другие граничные кривые. Определение $\{l_i\}^{\text{опт}}$ проводится аналогичным образом, но с учетом всех ограничений $R_{\text{доп}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бровальский Ю. А. и др. «Теплофизика высоких температур», 1975, т. 13, № 1, с. 171.

2. Дмитриев В. М., Ружников В. А. Препринт ФЭИ-704. Обнинск, 1976.
3. Кравченко Ю. Я., Столяров Г. А. Препринт ИАЭ-1579. М., 1968.
4. Бекмухамбетов Е. С. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6, с. 387.
5. Ушаков Б. А., Никитин В. Д., Корбут В. Ю. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 5, с. 467.
6. Глушков Е. С., Пономарев-Степной Н. Н. «Атомная энергия», 1966, т. 20, вып. 6, с. 478.
7. Wolff E., Haug W. «Atomkernenergie», 1970, Bd 16, S. 213.
8. Schock A. In: Proc. 3rd Intern. Conf. of Thermionic Electrical Power Generation. Julich, FRG, 1972.
9. Кузнецов В. А. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 6, с. 450.
10. Вараксин Б. П. и др. В кн.: Докл. советских ученых на II международной конференции по термоэмиссионному преобразованию энергии. М., Изд. ВНИИТ, 1969, с. 231.

Поступила в Редакцию 11.09.78

УДК 539.185

Детекторы для изучения нейтронов деления

АЛЕКСАНДРОВА З. А., БОЛЬШОВ В. И., БОЧАРОВА И. Е., БОЛОДИН К. Е.,
НЕСТЕРОВ В. Г., ПРОХОРОВА Л. И., СМИРЕНКИН Г. Н., ТУРЧИН Ю. М.

Интегральные характеристики нейтронов деления — средний выход нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$ и их энергетическое распределение $N(E)$ — принадлежат к числу основных ядерных констант размножающих материалов в реакторах. Большинство практических задач удовлетворяет точность широко используемой аппроксимации спектра нейтронов деления максвелловским распределением:

$$\chi(E, \theta) = (2/\sqrt{\pi\theta^3}) \sqrt{E} \exp(-E/\theta), \quad (1)$$

т. е. $N(E) = \bar{\nu}\chi(E, \theta)$. В этом случае знание средней энергии $\bar{E} = 3\theta/2$, или так называемой нейтронной температуры θ , определяет весь спектр нейтронов деления. Таким образом, в центре внимания экспериментаторов оказываются измерения двух первых моментов распределения $N(E)$: нулевого $\bar{\nu}$ и первого \bar{E} (точнее, их отношения \bar{E}).

Для измерения этих характеристик нейтронов деления, особенно $\bar{\nu}$, широко применяются детекторы, которые представляют собой композиции из водородсодержащего замедлителя и счетчиков медленных нейтронов. Чаще всего в таких устройствах в качестве замедляющей среды используют полиэтилен, а в качестве датчиков медленных нейтронов — BF_3 - или ^3He -счетчики. В таких детекторах, называемых макроскопическими в противовес детекторам, которые регистрируют единичные акты микроскопического взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами, нейтроны живут десятки микросекунд, замедляясь и диффундируя.

Так как длина замедления \sqrt{t} существенно зависит от энергии быстрых нейтронов, падающих

на замедлитель, и пространственное распределение медленных нейтронов является сильной функцией t/\sqrt{t} (t — расстояние до поверхности падения нейтронов), энергетическую чувствительность счетчика медленных нейтронов можно изменять в широких пределах в зависимости от его расположения в замедлителе, ориентации к пучку падающих нейтронов, конфигурации замедлителя. Этим свойством широко пользуются, меняя характеристики детектирующей системы в целом в зависимости от характера решаемой задачи. Представители семейства таких детекторов хорошо известны: всеволновой (длинный) счетчик [1], изодозный детектор нейтронов [2], мультисферический спектрометр Брамблетта [3] и др.

В настоящей работе сообщаются результаты исследования некоторых новых возможностей измерений характеристик нейтронов деления в рамках макроскопического метода. Рассмотрены три модификации данного метода: макроскопический спектрометр быстрых нейтронов (E -детектор); метод одновременных измерений среднего выхода и средней энергии нейтронов деления (νE -детектор), детектор для измерения $\bar{\nu}$, нечувствительный к средней энергии нейтронов деления (ν -детектор), Энергетическая зависимость чувствительности счетчика медленных нейтронов в полиэтиленовом блоке. Основой для методических поисков, результаты которых изложены в настоящей работе, послужило исследование зависимости чувствительности $\varepsilon(E, t_n)$ счетчика медленных нейтронов в полиэтиленовом блоке от энергии падающих быстрых нейтронов E и расстояния до поверхности падения нейтронов t_n . Подобные измерения

в широкой области энергии 0—15 МэВ провести трудно, в то время как для расчетов таких ограничений нет. Поэтому применяли комбинированный метод изучения чувствительности $\varepsilon(E, t_n)$: относительный ход ее рассчитывали методом Монте-Карло, а нормировку, учитывающую индивидуальные характеристики счетчиков, проводили экспериментально в отдельных точках.

Рассматривали две основные композиции: «счетчики + замедлитель», применяемые для измерения в так называемой хорошей геометрии, когда детектор регистрирует нейтроны из источника в пределах небольшого телесного угла, и для экспериментов в 4л-геометрии, нуждающихся в использовании значительной части пространства вокруг источника. Обычно хорошая геометрия применяется для изучения спектров нейтронов деления [3—6], 4л-геометрия — при измерениях $\bar{\nu}$ [7].

Для измерений функции чувствительности $\varepsilon(E, t_n)$ на моноэнергетических нейтронах удобна композиция первого типа [6]. Для размещения детектора осколков деления, в совпадении с импульсами которого нейтроны регистрируются счетчиками, расположенными коаксиально с ним, 4л-детекторы содержат обычно центральный канал.

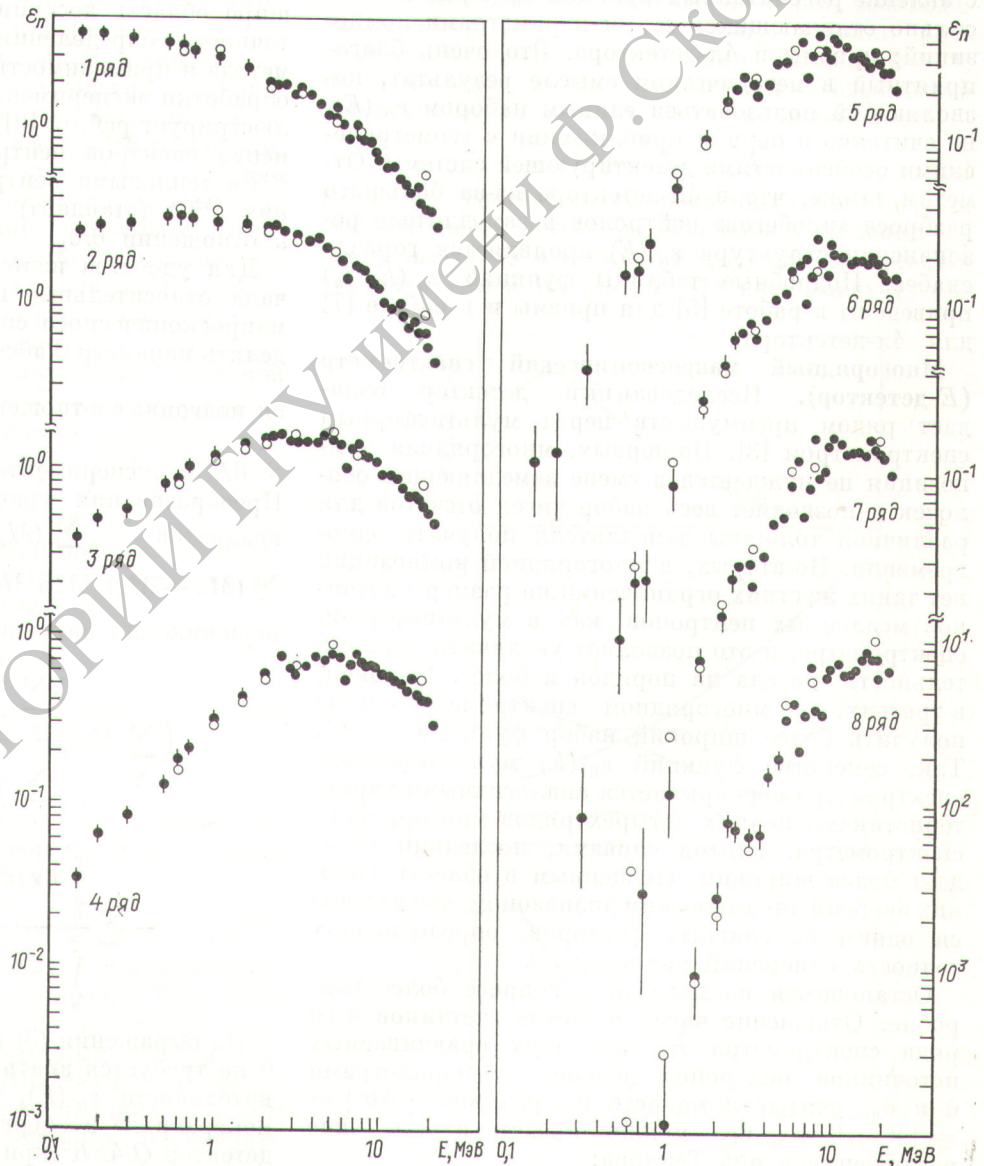
Результаты измерений и расчета функции $\varepsilon_n(E) = \varepsilon(E, t_n)$ для прямоугольного детектора приведены на рис. 1. Процедура расчетов исследовавшихся композиций методом Монте-Карло описана в работе [8]. Измерения были выполнены с моноэнергетическими нейтронами и нейтронами радиоактивных (α, n -источников, имеющими сплошной спектр энергии.

Источником моноэнергетических нейтронов служили реакции $T(p, n)$ $D(d, n)$ и $T(d, n)$, осуществлявшиеся с использованием твердых мишеней на электростатическом ге-

нераторе. В качестве монитора выхода нейтронов в этих измерениях использовали тонкостенную камеру деления со слоем ^{235}U , помещавшуюся вблизи нейтронной мишени в одном телесном углу с градуируемым детектором. С помощью радиоактивных источников нейтронов, изготовленных из гомогенной смеси ^{238}Pu с Li , F , V и Be , была проведена абсолютизация измеренных функций $\varepsilon_n(E)$ согласно выражению

$$(4\pi R^2/Q) M_n = \varepsilon_n(\bar{E}) [\text{см}^2],$$

где R — расстояние от источника до лицевой поверхности детектора (в расчетах и во всех экспериментах



Р и с. 1. Сравнение результатов расчета методом Монте-Карло (●) и экспериментальных значений (○) функции $\varepsilon_n(E)$ [см²] для одного счетчика типа СН10НА

$R=100$ см). Выход источников Q был определен с погрешностью $\sim 10\%$.

Результаты измерений и расчета (см. рис. 1) удовлетворительно согласуются, обнаруживая сильную зависимость чувствительности детектора медленных нейтронов от положения его в замедлителе. При большой толщине t_n , а именно при $n > 3$, в расчетах отчетливо проявляется нерегулярная структура $\varepsilon_n(E)$, связанная с резонансами сечения рассеяния нейтронов ядрами углерода.

Поведение чувствительности $\varepsilon_n(E)$ слабо зависит от размеров счетчиков и расстояния R до границы замедлителя, о чем свидетельствует сопоставление рассчитанных функций $\varepsilon_n(E)$ для очень сильно отличающихся этими параметрами композиций: призмы и 4л-детектора. Это очень благоприятный в методическом смысле результат, позволяющий пользоваться единым набором $\varepsilon_n(E)$, не считаясь в первом приближении с геометрическими особенностями детектирующей системы. Отметим также, что в 4л-детекторе из-за большого разброса «пробегов» нейтронов в замедлителе резонансная структура $\varepsilon_n(E)$ проявляется гораздо слабее. Подробные таблицы функций $\varepsilon_n(E, t_n)$ приведены в работе [5] для призмы и в работе [7] для 4л-детектора.

Многорядный макроскопический спектрометр (E-детектор). Исследованный детектор обладает рядом преимуществ перед мультисферным спектрометром [3]. Во-первых, многорядная композиция не нуждается в смене замедляющих оболочек и позволяет весь набор чисел отсчетов для различной толщины замедлителя получать одновременно. Во-вторых, в многорядной композиции нет таких жестких ограничений на размеры датчиков медленных нейтронов, как в мультисферном спектрометре, и это позволяет увеличить чувствительность метода на порядок и более. Наконец, в-третьих, в многорядном спектрометре легче получить более широкий набор функций $\varepsilon_n(E)$. Так, семейство функций $\varepsilon_n(E)$ мультисферного спектрометра перекрывается аналогичными характеристиками первых четырех рядов многорядного спектрометра. Иными словами, последний обладает более широким, смещенным в область высоких энергий динамическим диапазоном, что является одним из главных факторов, определяющих точность измерений параметра θ .

Остановимся на последнем вопросе более подробно. Отношение чисел отсчетов счетчиков n -го ряда спектрометра R_n для двух сравниваемых источников нейтронов деления с параметрами θ и θ_0 , учитывая малость их разницы $|\Delta\theta| = |\theta - \theta_0| \ll \theta_0$, можно представить в виде разложения в ряд Тейлора:

$$R_n = C \left[1 + \frac{\Delta\theta}{\theta_0} \left(\frac{\langle E \rangle_n}{\theta_0} - \frac{3}{2} \right) + \frac{1}{2} \frac{\Delta\theta^2}{\theta_0^2} \left(\frac{15}{4} - \right. \right.$$

$$\left. - 5 \frac{\langle E \rangle}{\theta_0} + \frac{\langle E^2 \rangle_n}{\theta_0^2} \right) + \dots \Big] = C, \quad (2)$$

где $\langle E^k \rangle_n$ — k -й момент распределения нейтронов $\chi(E, \theta) \varepsilon_n(E)$, регистрируемых n -м рядом счетчиков; C — отношение интенсивности источников деления.

В линейном приближении искомая величина $\Delta\theta/\theta_0$ есть наклон прямой $R_n = C(1 + \Delta\theta/\theta_0 x_n)$, где $x_n = \langle E \rangle_n/\theta_0 - 3/2$. Результат легко уточнить, привлекая метод последовательных приближений. Так как $\bar{E} = 3/2 \theta$, параметр x_n представляет собой разницу между средней энергией регистрируемых нейтронов $\langle E \rangle$ и нейтронов источника \bar{E} , выраженную в единицах θ_0 . Очевидно, чем шире область доступных значений x_n , тем выше точность определения $\Delta\theta/\theta_0$. Чувствительность метода и применимость изложенного аппарата для обработки экспериментальных данных хорошо иллюстрирует работа [9], в которой выполнено сравнение спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf (стандарт) с погрешностью 0,1–0,2% в отношении θ/θ_0 .

Для удобства изложения мы рассмотрели сначала относительные измерения θ/θ_0 , хотя метод макроскопического спектрометра позволяет определять параметр θ абсолютно. Для этого проводят

подгонку соотношения $M_n = c \int_0^\infty \chi(E, \theta) \varepsilon_n(E) \times$

$\times dE$ к экспериментальным числам отсчета \hat{M}_n .

Преобразования уравнений метода наименьших

квадратов $\sum_n (M_n - \hat{M}_n) (\partial \ln M_n / \partial c) = 0;$

$\sum_n (M_n - \hat{M}_n) (\partial \ln M_n / \partial \theta) = 0$ приводят к соотношению для нахождения θ :

$$\left(\sum_n \hat{M}_n \right) \frac{\sum_n \int_0^\infty E \chi(E, \theta) \varepsilon_n(E) dE}{\sum_n \int_0^\infty \chi(E, \theta) \varepsilon_n(E) dE} - \sum_n \frac{\int_0^\infty E \chi(E, \theta) \varepsilon_n(E) dE}{\int_0^\infty \chi(E, \theta) \varepsilon_n(E) dE} \hat{M}_n = 0. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что для определения θ не требуется знать абсолютные значения чувствительности $\varepsilon_n(E)$, а только их зависимость от номера ряда и энергии, т. е. поток нейтронов на детектор $Q/4\pi R^2$ при обработке результатов измерений исключается. Для относительных измерений θ/θ_0 не требуется знать и соотношение $\varepsilon_n(E)$ для различных рядов: результат зависит только

от $\langle E \rangle_n$. Иначе говоря, в последнем подходе к измерениям нет необходимости градуировать $\varepsilon_n(E)$, достаточно данных об относительном ходе чувствительности, например из расчета методом Монте-Карло.

Метод одновременных измерений среднего выхода и средней энергии нейтронов деления ($\bar{\nu}E$ -детектор). Для измерения среднего выхода нейтронов деления $\bar{\nu}$ обычно используют 4 π -детекторы нейтронов, работающие на совпадении с помещенными внутри него детекторами осколков. Идею макроскопического спектрометра можно также реализовать в рамках конструкции и принципа работы 4 π -детектора [7]. Это позволило бы одновременно проводить измерения обеих важнейших характеристик нейтронов деления $\bar{\nu}$ и \bar{E} (или θ).

Интерес к осуществлению такой модификации 4 π -детектора объясняется следующими причинами. Во-первых, применение макроскопического спектрометра, выполненного в хорошей геометрии, ограничено интенсивностью источника нейтронов $\gtrsim 10^3$ нейтр./с. Это условие во многих случаях можно обеспечить, лишь располагая значительными количествами делящегося вещества, что сильно сужает экспериментальные возможности метода. При увеличении чувствительности метода на несколько порядков 4 π -детектор устраняет эту трудность. Во-вторых, измерения основной ядерно-физической константы $\bar{\nu}$ из-за энергетической зависимости эффективности детектора нейтронов требуют введения в результаты непосредственных измерений поправки на разницу в спектрах нейтронов деления исследуемого изотопа и стандарта. Измеряемое экспериментальное отношение чисел нейтронов, зарегистрированных на акт деления, можно представить как

$$\rho = \frac{\bar{\nu}}{\nu_0} \frac{\int_0^\infty \chi(E, \theta) \varepsilon_n(E) dE}{\int_0^\infty \chi(E, \theta_0) \varepsilon_n(E) dE} = \frac{\bar{\nu}}{\nu_0} k, \quad (4)$$

где k — указанная поправка; $\varepsilon_n(E)$ — эффективность детектора. Пользуясь формулой (2), можно представить коэффициент k в виде

$$k = 1 + \frac{\Delta\theta}{\theta_0} x_n + \frac{\Delta\theta^2}{\theta_0^2} y_n + \dots, \quad (5)$$

откуда следует, что его точность в значительной мере определяется знанием отношения θ/θ_0 . Эти величины недостаточно надежно известны даже для деления основных реакторных материалов тепловыми нейтронами. В других случаях погрешность поправочного множителя сравнима с самой поправкой $|k - 1|$. Одновременные измерения $\bar{\nu}$ и θ избавляют от этой трудности.

Метод одновременных измерений $\bar{\nu}$ и θ осуществляется путем размещения в замедлителе не-

скольких коаксиальных рядов счетчиков и регистрации совпадений импульсов, поступающих от них, с импульсами от детектора делений. Отношение чисел совпадений используется для определения параметра θ , а сумма — для измерения $\bar{\nu}$.

Детектор для измерения $\bar{\nu}$, нечувствительный к средней энергии нейтронов деления \bar{E} ($\bar{\nu}$ -детектор). Выше был рассмотрен способ относительных измерений $\bar{\nu}$, обеспечивающий введение поправки на разницу в спектрах нейтронов деления исследуемого объекта и стандарта экспериментальным путем. Зависимость параметра x_n от положения счетчика в замедлителе [7] позволяет сконструировать детектор, для которого вообще не будет необходимости вводить данную поправку. Однако речь идет не о строгом выполнении условия $k = 1$, которое справедливо только для всеволнового детектора [$\varepsilon(E) = \text{const}$], а о приближенном:

$$x = 0 \text{ или } \langle E \rangle = \bar{E}, \quad (6)$$

которому соответствует зависящая от энергии эффективность детектора. Решение уравнения (6) легко найти из зависимости $x(t)$ для 4 π -детектора, показанной на рис. 2. Из него следует, что

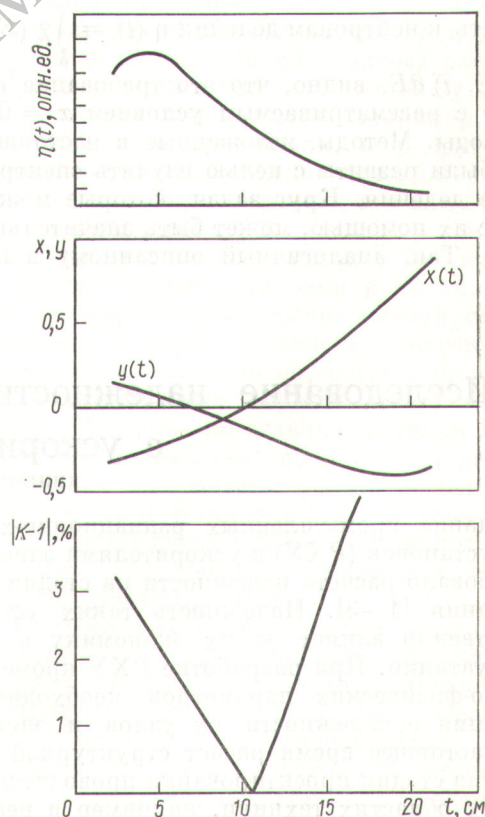


Рис. 2. Зависимость интегральной чувствительности к нейтронам деления $\eta(t)$, функций $x(t)$ и $y(t)$ и поправочного фактора $|k - 1|$ от расстояния t до поверхности падения нейтронов для 4 π -детектора

условие (6) будет удовлетворено, если счетчики расположить на расстоянии $t_{\text{опт}} = 10,5$ см от внутренней поверхности замедлителя. На рис. 2 изображена также зависимость параметра y , определяющего вклад квадратичного члена в формуле (5), и отклонения фактора k от единицы при $x = 0$. Видно, что даже при достаточно большой величине $\Delta\theta/\theta_0$, равной 0,1, характеризующей диапазон изменения θ для тяжелых ядер, поправочный фактор $|k - 1|$ в окрестности $t = t_{\text{опт}} \pm 0,5$ см меньше погрешности значения v_0 для стандарта ($\sim 0,3\%$).

Способ реализации условия $x = 0$ путем размещения строго на поверхности $t = t_{\text{опт}}$ является простейшим, но не единственным и лучшим, так как ограничивает число используемых счетчиков. Можно воспользоваться тем, что x имеет разный знак слева и справа от $t = t_{\text{опт}}$, и, разместив счетчики по обе стороны от оптимальной поверхности, дополнить ряд, но всякий раз с таким расчетом, чтобы условие $x = 0$ не нарушалось. Известные по опубликованным работам детекторы для измерений \bar{v} больше удовлетворяют требованию максимальной эффективности. Из рис. 2, на котором сверху приведена интегральная эффек-

тивность к нейтронам деления $\eta(t) = \int_0^\infty \chi(E, \theta) \times \times \epsilon(E, t) dE$, видно, что это требование не совпадает с рассматриваемым условием $x = 0$.

Выводы. Методы, изложенные в настоящей работе, были развиты с целью изучить спектры нейтронов деления. Круг задач, которые можно решить с их помощью, может быть значительно расширен. Так, аналогичный описанному в настоя-

щей работе 4π -детектор использовался для разделения мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, (γ, f) -и (γ, n) -нейтронов [10].

Применение метода макроскопического спектрометра наиболее эффективно в ситуациях, когда энергетическое распределение может быть представлено в удобной параметризуемой форме, однако вовсе ими не ограничено. В общем случае задача решается с использованием группового описания распределений и сводится к решению системы линейных уравнений с экспериментально определяемыми левыми частями \hat{M}_n .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hanson A., Mc Kibben J. «Phys. Rev.», 1974, v. 72, p. 673.
2. Андросенко Х. Д., Смиренькин Г. Н. «Приборы и техника эксперимента», 1962, т. 5, с. 64.
3. Bramblett R., Ewing R., Bonner T. «Nucl. Instrum. Methods», 1960, v. 9, p. 1.
4. Большой В. И. и др. Препринт ФЭИ-578. Обнинск, 1975.
5. Александрова З. А. и др. Препринт ФЭИ-866. Обнинск, 1978.
6. Большой В. И. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. IV, с. 290.
7. Большой В. И. и др. Препринт ФЭИ-865. Обнинск, 1978.
8. Бочарова И. Е., Прохорова Л. И., Смиренькин Г. Н. В кн.: Ядерные константы. Вып. 17. М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1974, с. 7.
9. Большой В. И. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. III, с. 284.
10. Caldwell J., Dowdy E. «Nucl. Sci. Engng», 1975, v. 53, p. 767; Berman B., Fultz S. «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, p. 713.

Поступила в Редакцию 17.05.78
В окончательной редакции 17.11.78

УДК 621.384.6:541.15

Исследование надежности радиационно-химических установок с ускорителями электронов

КШНЯСКИН В. М., КОЗЛОВ Ю. Д.

Создание промышленных радиационно-химических установок (РХУ) с ускорителями электронов потребовало расчета надежности на стадии проектирования [1—3]. Надежность таких установок существенно влияет на их экономику в период эксплуатации. При разработке РХУ кроме радиационно-физических параметров необходима информация о надежности их узлов и элементов.

В настоящее время расчет структурной надежности на стадии проектирования проводится в различных областях техники, например в реакторостроении [4]. Цель настоящей работы — расчет надежности узлов проектируемых РХУ с высокоточными ускорителями электронов и оценка надежности установок в целом. Расчет надежности

РХУ с ускорителями электронов целесообразно проводить в несколько этапов, так как установки представляют собой сложную систему длительного действия [3].

В первую очередь проводится расчет надежности ускорителей электронов, радиационно-химических аппаратов (РХА), технологического и вспомогательного оборудования. После анализа и оценок показателей надежности этих узлов рассчитывается надежность РХУ в целом. Расчеты надежности блоков, состоящих из большого числа элементов со сложными функциональными связями осуществляются методом Монте-Карло [1]. Надежность простых узлов определяется комбинаторным способом [3, 4].