

ная. Как уже подчеркивалось, эта зависимость носит оценочный характер, и при рассмотрении конкретного реактора она неизбежно изменится, что приведет к изменению и данных табл. 7. Авторам важно лишь подчеркнуть, что установленные в настоящей работе общие закономерности образования трансурановых изотопов в энергетических реакторах в зависимости от обогащения ^{235}U исходного топлива, без сомнения, должны представлять интерес при анализе работы реактора.

Авторы выражают признательность А. Д. Галанину за критические замечания.

Поступила в Редакцию 3/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бак М. А. и др. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 6, с. 561.
2. Галанин А. Д. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 277.
3. Атомной энергетике XX лет. М., Атомиздат, 1974.
4. «Jaderná Energie», 1975, v. 21, N 4.
5. Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.

УДК 539.122.164

Измерение спектра внутриреакторного гамма-излучения

БРИСКМАН Б. А., БОНДАРЕВ В. Д., ТАРАСКО М. З., НОВГОРОДЦЕВ Р. Б.

В работе [1] приведены результаты расчета спектра внутриреакторного γ -излучения методом Монте-Карло. Было обнаружено, что этот спектр является одним из наиболее низкоэнергетических из описанных к настоящему времени и с переходом из активной зоны в отражатель становится существенно мягче. Однако эти результаты нуждались в экспериментальной проверке. Поскольку до настоящего времени отсутствуют отработанные экспериментальные методы определения искомого спектра в активной зоне и экспериментальных устройствах реакторов, нами был разработан калориметрический метод измерения спектра γ -излучения, используемый на исследовательском реакторе ВВР-Ц.

Теория метода. Мощность поглощенной дозы P от полиэнергетического γ -излучения, как известно, определяется соотношением

$$P = \int_0^{\infty} \frac{\Phi(E) \mu_a}{\rho(E)} E dE. \quad (1)$$

Здесь μ_a/ρ — массовый коэффициент поглощения энергии γ -излучения, $\text{см}^2/\text{г}$. В дальнейшем примем $\gamma = \mu_a/\rho$. Обозначим

$$\int_{E_{i-1}}^{E_i} \gamma_m(E) E dE = A_{im}, \quad (2)$$

где i — номер энергетической группы спектра. Тогда, применив теорему о среднем, получим

$$P_m = \sum_{i=1}^{i=h} A_{im} f_i, \quad (3)$$

где f_i — средняя плотность потока в i -й группе. Для n материалов получается система линейных

алгебраических уравнений

$$Af = P, \quad (4)$$

где матрица A составлена из коэффициентов A_{im} , а матрица-столбец P — из значений мощности поглощенных доз P_m . Система (4) определена при $n = k$.

Система (4) имеет достаточно общий вид и используется в ряде приложений, например при восстановлении спектра нейтронов по показаниям пороговых детекторов, где вместо мощности поглощенных доз используются активационные интегралы, а в левой части — сечения активации. Основной трудностью (зачастую непреодолимой) при решении задачи является плохая обусловленность системы (4). Численные расчеты показали, что очень большое влияние на устойчивость решения оказывают погрешности свободных членов ϵ_P , причем их влияние для конкретной системы (4) чаще всего существенно превышает влияние погрешностей элементов A_{im} при одинаковых значениях ϵ_P и $\epsilon_{A_{im}}$. Таким образом, одной из важнейших задач при измерении спектра γ -излучения на основе системы (4) является минимизация погрешностей свободных членов.

Предлагается путь относительных измерений, резко повышающий точность определения свободных членов. Разделив все уравнения в системе (4) на P_1 , получим

$$Af/P_1 = P/P_1. \quad (5)$$

Значения корней системы (5) f_i/P_1 приводятся к корням системы (4) f_i умножением на величину P_1 , найденную независимо от определения спектра.

Экспериментальная часть. Для измерения значений P_m/P_1 был использован эффект «обго-

на», описанный ранее [2] и обеспечивающий прецизионное определение отношений энерговыделений с погрешностью, не превышающей в реакторных условиях $\pm 1\%$.

Суть метода «обгона» заключается в следующем. При размещении системы поглотитель —

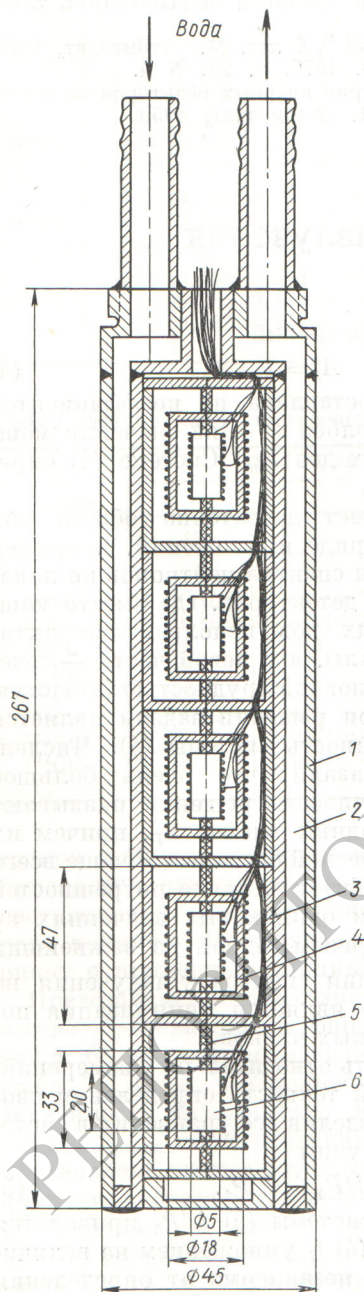
замкнутая оболочка в поле излучения разогрев элементов системы происходит таким образом, что при выполнении условия

$$P_1/P_2 < c_1/c_2, \quad (6)$$

где c — удельная теплоемкость, а индексы 1 и 2 относятся соответственно к поглотителю и оболочке, температура оболочки в течение некоторого времени τ^* превышает температуру поглотителя. Время τ^* названо временем «обгона» и является резко выраженной однозначной функцией отношения мощностей энерговыделений в элементах системы. Чем сильнее выражено неравенство (6), тем выше чувствительность метода.

Таким образом, экспериментальный подход к измерению свободных членов системы (5) сводится к объединению соответствующим образом выбранных материалов в парные системы поглотитель — оболочка и после предварительной калибровки, т. е. определения зависимости $\tau^* = f(K)$, где $K = P_m/P_1$, к нахождению отношений K путем измерения времени τ^* в экспериментальных устройствах реактора. В качестве чувствительных элементов датчика были выбраны магний, цинк, цирконий, олово, свинец. Поскольку чувствительность метода определяется выполнением неравенства (6), а отношение P_m/P_1 — массовыми коэффициентами поглощения энергии γ -излучения μ_a/ρ , оболочка должна быть выполнена из материала с высоким атомным номером Z , а поглотитель — из материала с низким Z , но с учетом требования о минимальном вкладе нейтронного компонента в поглощенную дозу. В этом случае очень удачна известная закономерность уменьшения весовой теплоемкости с ростом атомного номера. В качестве поглотителя был выбран магний. Из остальных материалов изготовлялись оболочки.

Конструкция спектрометра представлена на рис. 1. Он имеет пять пар чувствительных элементов. Каждая пара состоит из магниевого цилиндрического поглотителя диаметром 5 и высотой 20 мм и цилиндрической оболочки внутренним диаметром 16, толщиной 1 (свинцовая оболочка 0,5 мм) и высотой 33 мм. Пара «дублер» имеет оболочку из олова. Оболочки и поглотители нанизаны на лавсановый корд и дистанционируются фарфоровой соломкой. Измерение отношений энерговыделения на основе эффекта «обгона» предполагает наличие наружной изотермической оболочки. В связи с этим алюминиевый корпус имеет полость, через которую прокачивается вода. Для исключения теп-



Р и с. 1. Калориметрический спектрометр

1 — корпус; 2 — водяная полость; 3 — алюминиевый стаканчик; 4 — оболочка; 5 — фарфоровая соломка; 6 — поглотитель

лового влияния пар элементов друг на друга применяются стаканчики из алюминиевого сплава. Для регистрации времени «обгона» в каждой паре ставится медь-константановая дифференциальная термопара диаметром 0,1 мм. Величина P_1^* измеряется с помощью этих термопар в стационарном режиме по температурному перепаду в воздушном зазоре. На всех поглотителях и оболочках укладываются константановые калибровочные нагреватели диаметром 0,05 и 0,1 мм соответственно.

Как видно из рис. 1, чувствительные элементы разнесены по высоте прибора. В то же время система (5), на первый взгляд, предполагает измерение f_i/P_1 в одной и той же точке. Однако при условии неизменности спектра γ -излучения по высоте датчика это кажущееся несоответствие не играет никакой роли. Для проверки отсутствия изменения спектра в конструкции спектрометра предусмотрена пара «дублер». Две идентичные пары Sn — Mg разнесены примерно на 150 мм по высоте прибора. При заметном расхождении их показаний необходимо перемещать спектрометр по высоте канала с последовательным измерением K в каждой точке.

Система (5) предполагает идентичность как интенсивности, так и спектра γ -излучения в поглотителе и оболочке. Действительно поток γ -излучения в его мягкой области при прохождении через оболочку существенно ослабляется, т. е. происходит деформация спектра, степень которой зависит от атомного номера материала оболочки и ее толщины. В связи с этим был изготовлен второй такой же вспомогательный датчик (см. рис. 1), но поглотители и оболочки в каждой паре были выполнены из одинакового материала, т. е. использованы пары Pb — Pb, Sn — Sn и т. п. При отсутствии ослабления излучения в чувствительных элементах отношение K в каждой паре второго датчика равно единице, а время «обгона» τ^* — нулю. При наличии ослабления $K > 1$. При этом фиксируется время τ^* , являющееся функцией величины ослабления в оболочке. Связь показаний первого и второго датчиков K_{1m} и K_{2m} с элементами матрицы-столбца в правой части системы (5) K_m оказывается существенно сложнее напрашивающегося соотношения $K_m = K_{1m}/K_{2m}$, поскольку одна и та же деформация спектра в оболочке различным образом сказывается на энерговыведении в различных поглотителях. Принимая, что заметное ослабление потока γ -квантов происходит только в первой, самой мягкой группе спектра, полу-

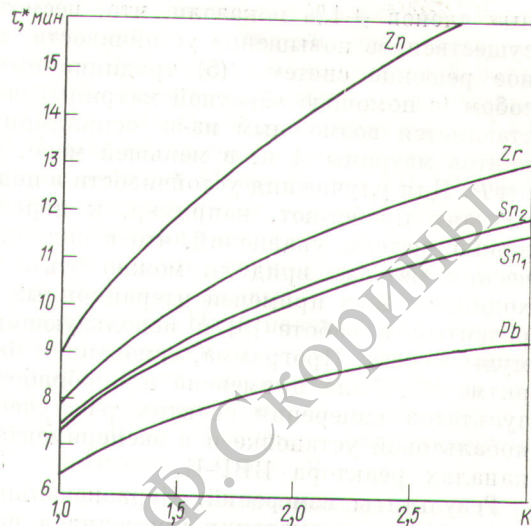


Рис. 2. Калибровочные кривые первого датчика спектрометра ($K = P_i/P_{Mg}$)

чаем следующее важное соотношение:

$$K_m = \frac{K_{1m}}{1 + K_{1m} (1 - 1/K_{2m}) (A_{11}/A_{1m})}; \quad (7)$$

здесь A_{11} и A_{1m} — элементы строки матрицы A , соответствующей материалу с индексом m .

Калибровка обоих датчиков проводится введением электрической мощности в оба калибровочных нагревателя каждой пары элементов для набора значений K и измерения времени τ^* сразу для всех пяти пар элементов. Результаты калибровки для двух пар с оболочками из олова не совпадают вследствие небольших различий в термическом сопротивлении и массе элементов (рис. 2).

При обработке результатов измерения вводились поправки на вклад нейтронного компонента в поглощенную дозу (максимальное значение этой поправки 2,5% измеренного значения K), а также на отсутствие электронного равновесия в элементах датчика. Подробнее вопрос об электронном равновесии в гетерогенной системе будет рассмотрен в готовящейся публикации.

Спектр γ -излучения был разбит на пять групп со следующими границами: 0,05—0,4; 0,4—0,7; 0,7—1,2; 1,2—2,2; 2,2—8,0 МэВ. Крайние значения энергии 0,05 и 8,0 МэВ были выбраны таким образом, чтобы отбрасываемые участки спектра давали вклад в поглощенную энергию не более 1% в сумме.

Математические эксперименты с системой типа (5) при максимальной погрешности свобод-

ных членов $\pm 1\%$ показали, что, несмотря на существенное повышение устойчивости, надежное решение системы (5) традиционным способом (с помощью обратной матрицы) не представляется возможным из-за осцилляций элементов матрицы A и, в меньшей мере, матрицы P . Для улучшения устойчивости в подобных случаях прибегают, например, к переопределению системы уравнений, что в calorиметрических методах вряд ли можно считать подходящим. Был применен итерационный метод, развитый в работе [3] и использующий формулы Бейеса. Программа, основанная на алгоритме [3], была применена при обработке результатов измерения спектра γ -излучения на кобальтовой установке и в экспериментальных каналах реактора ВВР-Ц.

Результаты измерений. Первоначально описанный метод измерения применялся на установке ^{60}Co при мощности дозы в воде ~ 800 рад/с. Была обнаружена заметная доля рассеянного излучения за счет взаимодействия первичных γ -квантов с металлоконструкциями, водой в системе охлаждения и т. п. Получено, что рассеянные γ -кванты находятся в интервале энергии 0,1—0,4 МэВ, а интенсивность рассеянного γ -излучения составляет 1,5—2% прямого излучения. Доля рассеянного излучения в поглощенной дозе максимальна для свинца и составляет около 7%. Эти результаты согласуются с данными работы [14], где измерения проводились ионизационной камерой с фильтрами. Спектр внутриреакторного γ -излучения измерялся в четырех экспериментальных каналах на различных расстояниях от активной зоны для выяснения характера изменения спектра с удалением от активной зоны. Мощность реактора 0,15—10 МВт. Мощность поглощенных

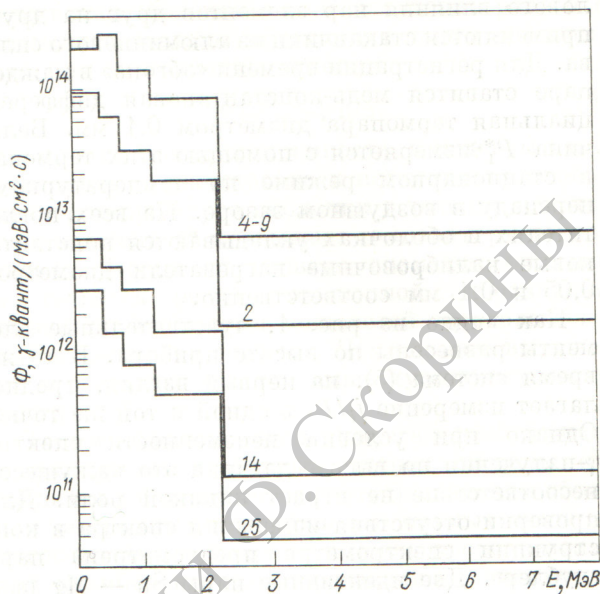


Рис. 3. Спектр γ -излучения в каналах реактора ВВР-Ц (цифры у гистограмм соответствуют номеру экспериментального канала)

доз изменялась от 120 (в свинце) до 1,31 Мрад/ч (в магнии). Результаты измерений отношения поглощенных доз в чувствительных элементах спектрометра приведены в табл. 1.

Эти значения усреднены по результатам 12 парных измерений первым и вторым датчиками в каналах реактора. Показания второго датчика (значения K_{2m}) составляют 1,24—1,62 для свинца и 1,03—1,22 для цинка (большие значения соответствуют максимальному удалению от активной зоны).

При перемещении спектрометра по высоте экспериментального канала в пределах высоты активной зоны для каналов, находящихся в отражателе, не обнаружены какие-либо изменения спектральных характеристик потока γ -квантов. Свидетельством этому является практически полная независимость времени «обгона» для всех пар чувствительных элементов обоих датчиков в процессе их перемещения. В то же время для каналов активной зоны наблюдается изменение K на расстоянии ± 300 мм по вертикали от середины активной зоны.

Результаты обработки экспериментальных данных представлены на рис. 3. Абсолютные значения дифференциальных потоков γ -квантов соответствуют мощности реактора 10 МВт.

Погрешность спектра γ -излучения определялась путем сравнения мощности поглощенных доз γ -излучения, рассчитанной по спектру,

Экспериментальные значения

Таблица 1

$$K_{1m} = P_i / P_{Mg}$$

| Элемент | Номер экспериментального канала | | | |
|---------|---------------------------------|--------|---------|---------|
| | 4—9 (29) * | 2 (45) | 14 (76) | 25 (96) |
| Pb | 1,84 | 2,19 | 2,46 | 2,60 |
| Sn | 1,53 | 1,89 | 1,83 | 1,99 |
| Zr | 1,34 | 1,59 | 1,69 | 1,81 |
| Zn | 1,17 | 1,34 | 1,36 | 1,43 |
| Mg | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 |

* Цифры в скобках — расстояние от оси канала до центра активной зоны, см.

Значения $(P_i/P_c)^\gamma$ по экспериментальному спектру

Таблица 2

| Элемент | Номер канала реактора | | Элемент | Номер канала реактора | |
|---------|-----------------------|-------|---------------------------------|-----------------------|-------|
| | 4-9 | 25 | | 4-9 | 25 |
| H | 1,929 | 1,932 | Mn | 1,060 | 1,129 |
| Be | 0,878 | 0,878 | Fe | 1,098 | 1,179 |
| B | 0,920 | 0,920 | Co | 1,095 | 1,185 |
| C | 1,00 | 1,00 | Ni | 1,154 | 1,260 |
| N | 1,003 | 1,003 | Cu | 1,123 | 1,236 |
| O | 1,010 | 1,011 | Zn | 1,141 | 1,273 |
| Na | 0,985 | 0,987 | Zr | 1,295 | 1,583 |
| Mg | 1,022 | 1,026 | Cd | 1,459 | 1,908 |
| Al | 1,002 | 1,008 | Sn | 1,483 | 1,964 |
| P | 1,022 | 1,032 | I | 1,560 | 2,104 |
| S | 1,062 | 1,075 | W | 2,090 | 2,984 |
| Cl | 1,033 | 1,050 | Pb | 2,317 | 3,327 |
| K | 1,061 | 1,088 | Bi | 2,356 | 3,379 |
| Ti | 1,035 | 1,079 | (CH ₂) _n | 1,133 | 1,133 |

по высоте экспериментального канала, соответствующей высоте активной зоны, остается неизменным. При переходе из активной зоны в отражатель спектр становится существенно мягче. Отношение P_{Pb}/P_{Mg} изменяется от 1,84 до 2,60. Такой вывод согласуется с результатами расчета методом Монте-Карло [1]. Расчетный спектр отличается от экспериментального значительно большим вкладом низкоэнергетических γ -квантов, что, возможно, связано с неточностью исходных данных о спектре источников γ -излучения. На основании полученных результатов возможен пересчет поглощенной дозы с образцового материала (графита) на заданный с погрешностью, не превышающей в среднем $\pm 10\%$. Значения коэффициентов $(P_i/P_c)^\gamma$ приведены в табл. 2.

Поступила в Редакцию 21/I 1976 г.
В окончательной редакции 29/III 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брискман Б. А., Бондарев В. Д., Захаров Л. Н. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 3, с. 208.
2. Брискман Б. А. «Инж.-физ. журн.», 1973, т. XXIV, № 4, с. 681.
3. Тараско М. З. Препринт ФЭИ-156. Обнинск, 1969.
4. Klumpar J., Jirousek P. «Isotopenpraxis», 1974, Н. 10, N 5, S. 184.

с непосредственно измеренными значениями доз в различных материалах. Среднее расхождение для семи использовавшихся материалов составило $\pm 9,6\%$.

Анализ спектров γ -излучения позволяет сделать следующие выводы. Спектр γ -излучения

УДК 539.173.8: 539.122.164

Спектры KX -излучения осколков при делении

²³⁵U быстрыми нейтронами

и энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ в методе теплового баланса

доничкин А. Г., Смирнов А. Н., Эйсмонт В. П.

Точность прямых измерений энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}$ часто не отвечает требованиям практики. Между результатами отдельных работ существует большой разброс, в ряде случаев данные недостаточно подробны или вообще отсутствуют [1]. Поэтому может представлять интерес и косвенный метод определения зависимости $\bar{\nu}$ по данным теплового (энергетического) баланса [2-5].

В этом методе изменение $\bar{\nu}$ с энергией бомбардирующих нейтронов E_n определяется по изменению средней энергии возбуждения осколков \bar{E}^* : $\Delta \bar{\nu} = \alpha^{-1} \Delta \bar{E}^*(E_n)$, где $\alpha = \bar{E}_n + 2\bar{T}$ (здесь \bar{E}_n — энергия связи; $2\bar{T}$ — средняя кинетическая энергия испаряющихся нейтронов),

и представляет собой среднюю энергию, затрачиваемую на отделение одного нейтрона. В интервале $0 < E_n \leq 3,5$ МэВ, о котором будет идти речь далее, этот коэффициент практически постоянен и равен ~ 8 МэВ. Изменение энергии возбуждения осколков (вернее, ее доли, переходящей в нейтроны) может происходить за счет изменения энергии возбуждения делящегося ядра ΔE_n , теплоты реакции ΔQ , кинетической энергии осколков $\Delta \bar{E}_f$ и энерговыделения $\Delta \bar{E}_\gamma$ в виде γ -квантов:

$$\Delta \bar{E}^* = \Delta E_n + \Delta Q - \Delta E_f - \Delta \bar{E}_\gamma.$$