

стант АРАМАКО-2F. Поскольку плотность потока нейтронов, рассчитанная по РОЗ-5 при таком представлении энергетического распределения, получилась меньше плотности потока тех же нейтронов, рассчитанной по программе МОКДИФ, то было сделано предположение, что 8 групп для представления спектра в этом интервале недостаточно.

Для проверки этого предположения по программе РОЗ-5 было рассчитано пространственное распределение плотности потока нейтронов в интервалах энергии 0,1—13,5 МэВ в 30-групповом представлении и 6,5—13,5 МэВ в 11-групповом представлении. Полные групповые сечения взаимодействия были вычислены на основе сечений, используемых в программе МОКДИФ. Групповые индикатрисы рассеяния определяли по аналитической формуле для упругого рассеяния. Сравнение результатов расчета по программам МОКДИФ и РОЗ-5 с такой системой констант (см. рис. 1) показывает их хорошее совпадение во всем интервале толщины (0—120 см). Этот факт свидетельствует в пользу того, что в первую очередь причину расхождения результатов, получаемых с помощью программ, реализующих наиболее строгие модели переноса излучения в среде, следует искать в системе констант, используемой совместно с вычислительной программой.

Анализ причин расхождения, естественно, усложняется, когда сравниваются результаты, полученные с помощью программ, в которых с разной степенью строгости моделируется процесс переноса нейтронов или когда типов взаимодействия нейтронов с ядрами среды несколько, а их сечения не выражаются через простые зависимости. Именно этот случай имеет место при сравнении результатов, полученных с помощью программ SABINE-3, РОЗ-5 и МОКДИФ как для водорода (при сравнении SABINE-3 с РОЗ-5 и МОКДИФ), так и для углерода (при сравнении любой пары программ). Пока не удалось провести достаточно полного анализа расхождения результатов для рассчитанных вариантов пространственного распределения в углероде. Однако, придавая значение результату как таковому, мы сочли полезным его представить.

В заключение следует отметить, что анализ идентичности результатов, получаемых по различным программам с той или иной системой констант, является одной из актуальных и недостаточно решенных задач в области исследования всевозможных характеристик поля излучения.

УДК 539.125.5

Анализ методики измерений сечений взаимодействия быстрых нейтронов активационным методом

ДАВЛЕТШИН А. Н., ТИПУНКОВ А. О., ТИХОНОВ С. В., ТОЛСТИКОВ В. А.

В экспериментальных данных разных авторов, полученных различными методами, даже для таких изученных нуклидов, как ^{238}U и ^{197}Au , до настоящего времени существуют значительные расхождения. Особенно это относится к энергии ≥ 1 МэВ. Расхождения имеют место не только между данными времяпролетных и активационных методик, но и в самом активационном методе между данными разных авторов. По нашему убеждению, это связано с некорректным учетом фоновых поправок на эффекты рассеяния нейтронов.

При облучении образцов на электростатическом ускорителе необходимо определить активность $N_{\gamma 0}$, введенную в образец нейтронами, попавшими в него непосредственно из мишени. Однако при облучении образца в него попадают и нейтроны, испытавшие после вылета из мишени различные взаимодействия в элементах конструкции, расположенных вблизи образца. Спектр этих нейтронов

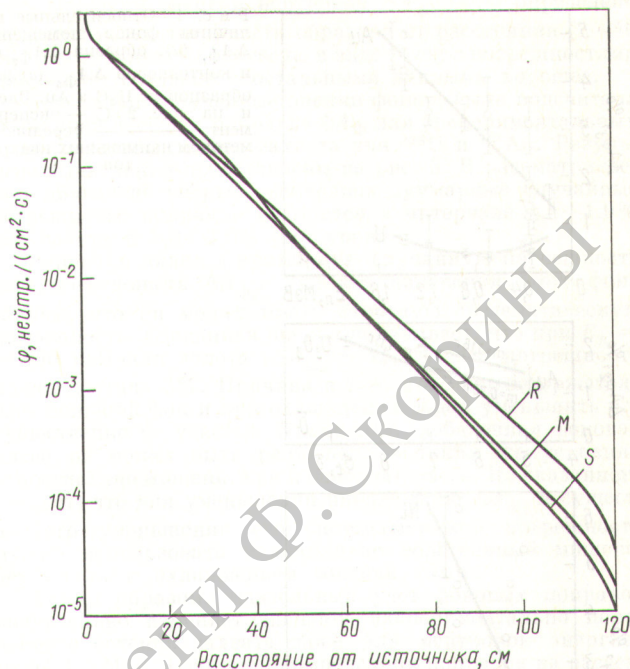


Рис. 2. Пространственное распределение плотности потока нейтронов в углероде при $E > 0,1$ МэВ: M — расчет по программе МОКДИФ с условием на границе слева от источника — вакуум; R — расчет по программе РОЗ-5 с тем же условием; S — расчет по программе SABINE-3 с условием «отражение» на границе источника — среда

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гермогенова Т. Л. и др. В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1972, с. 22.
2. Кожевников А. Н. и др. Препринт ИАЭ-2877. М., 1977.
3. Захаров Л. Н. и др. Препринт ИАЭ-2994. М., 1978.
4. Никс П., Перлини Г., Понти К. В кн.: Физические проблемы защиты реакторов. М., Атомиздат, 1971, с. 5.

Поступило в Редакцию 23.03.79

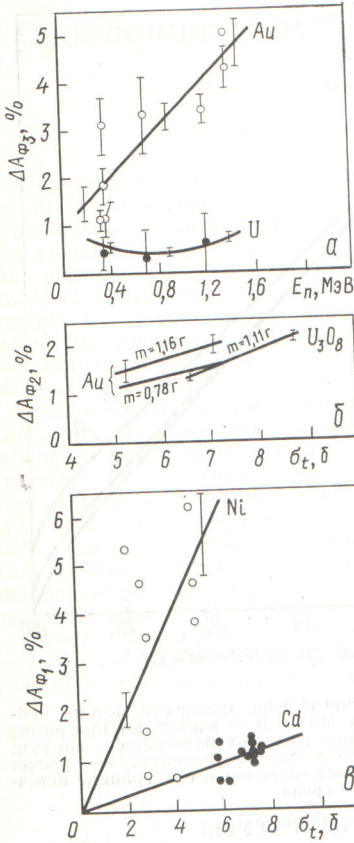


Рис. 1. Относительные величины фонов помещения ΔA_{ϕ_1} (а), образца ΔA_{ϕ_2} (б) и контейнеров ΔA_{ϕ_3} (в) для образцов из U_3O_8 и Au. Здесь и на рис. 2 \circ — эксперимент; --- — усреднение методом наименьших квадратов

мость к бесконечному расстоянию, получим величину A_{ϕ_1} .

2. Фон образца A_{ϕ_2} . Большая часть нейтронов, вступивших во взаимодействие в образце, — упруго и неупруго рассеянные нейтроны. Их средний путь в образце в форме диска после рассеяния существенно больше его толщины. Такие нейтроны могут увеличить активность образца за счет радиационного захвата. Этот эффект можно определить, используя образцы различной массы и экстраполируя экспериментальные значения сечения к нулевой массе. Поскольку фон составляет менее 2% активности образца, его определяли расчетным путем.

3. Фон контейнера A_{ϕ_3} . Образец из U_3O_8 обычно упакован в никелевый контейнер. Кроме того, для уменьшения фонов помещения и мишенедержателя образец также упаковывают в контейнер из кадмия. Это приводит к уменьшению потока нейтронов, падающих на образец. В то же время рассеянные в контейнерах нейтроны вызывают дополнительную активацию образца. Совместное влияние этих эффектов приводит к увеличению активности образца. Значение этого фона определяется путем измерения активностей при различных массах контейнеров.

4. Фон мишенедержателя A_{ϕ_4} . Мишенедержатель — наиболее массивная конструкция, расположенная вблизи образца. Основные его элементы, влияющие на условия активации образца, — слой охлаждающей воды и латунная крышка. Нейтроны, вылетевшие из мишени вне телесного угла образца, рассеиваются и вызывают дополнительную активацию, попадая в образец. Этот эффект в некоторой степени уменьшается из-за ослабления прямого потока нейтронов в мишенедержателе. Этот фон также определяется путем измерений активности при различных массах мишенедержателя.

5. Фон изотропности источника нейтронов A_{ϕ_5} . При

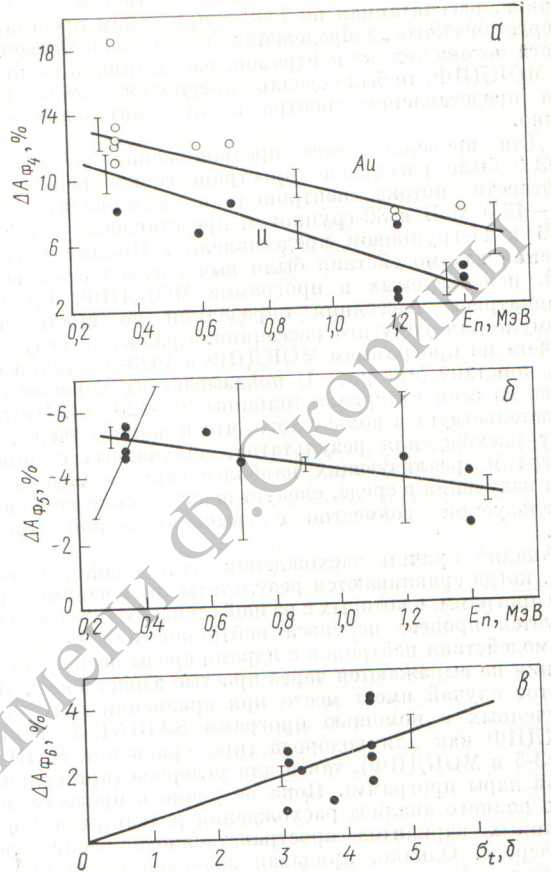


Рис. 2. Относительные величины фонов мишенедержателя ΔA_{ϕ_4} , изотропности источника нейтронов ΔA_{ϕ_5} и держателя образца ΔA_{ϕ_6} для образцов из U_3O_8 и Au

активации нейтронами из мишени активность образца есть линейная функция геометрического множителя $G_{об}$, зависящего от размеров источника, образца и расстояния между ними. Измерения активности образца при различных расстояниях от мишени показали, что на расстояниях < 5 см активность образца меньше, чем должно быть для линейного закона. Существуют две причины этого эффекта. Во-первых, дифференциальные сечения реакций $T(p, n)^3He$ и $^7Li(p, n)^7Be$ уменьшаются с увеличением угла вылета нейтронов. Во-вторых, нейтроны, вылетающие под большими углами, сильнее ослабляются конструкцией мишенедержателя. В то же время этот эффект частично компенсируется тем, что нейтроны, вылетевшие под большими углами, имеют меньшую энергию, чем нейтроны,

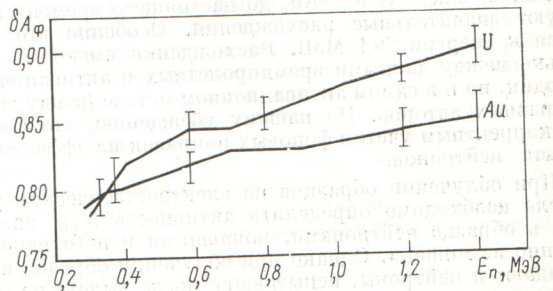


Рис. 3. Зависимость суммарной фоновой поправки от энергии нейтронов для образцов из U_3O_8 и Au

вылетевшие под углом 0° . Фон A_{ϕ_0} измеряется так: образец облучают на нормальном расстоянии от мишени 4 см и на расстоянии 6 см, для которого еще справедлив линейный закон изменения активности от $G_{об}$. Различие между нормированными активностями и есть искомый фон.

6. Фон держателя образца A_{ϕ_0} . Латунный держатель образца рассеивает нейтроны, которые, попадая в образец, вызывают дополнительную активацию. Используя при облучении держатели различной массы, можно определить значение этого фона.

На рис. 1 и 2 приведены результаты измерений различных фонов образца в виде относительного вклада ΔA_{ϕ} для энергии нейтронов 350—1400 кэВ. Если фон различен для образцов из U_3O_8 и Au, то результаты представлены на разных графиках. Фоны контейнеров и держателя образца представлены в виде зависимости от полного микроскопического сечения соответствующего элемента и нормированы на единичную массу. Это удобно ввиду наличия резонансов в соответствующих сечениях.

Для урана ΔA_{ϕ_1} вычислено по результатам оценки ΔA_{ϕ_1} для золотых образцов. Кроме этого, для трех значений энергии нейтронов этот фон был определен по зависимости активности урановых образцов от расстояния до мишени. Эти значения с погрешностями также показаны на графике. Согласие вычисленных и измеренных значений полное.

Фон ΔA_{ϕ_1} для золота больше, чем для урана, хотя энергетические зависимости подобны. Объясняется это тем, что после рассеяния в мишенедержателе в образец попадают нейтроны существенно меньшей энергии, чем энергия нейтронов, вылетевших под углом 0° . Вероятность их захвата ядром золота больше, так как резонансный интеграл последнего в 5,5 раза больше, чем урана.

Большинство экспериментальных значений фона ΔA_{ϕ_1} измерено так, как было описано выше. Для урана для

трех значений энергии нейтронов ΔA_{ϕ_1} было определено по зависимости активности образцов от расстояния (2—40 см). Эти результаты нанесены в виде точек с погрешностями измерений; согласие с остальными данными хорошее.

Используя полученные оценки фонов, была подсчитана суммарная фоновая поправка δA_{ϕ} для экспериментальных сечений радиационного захвата для ^{238}U и ^{197}Au . Результаты вычислений представлены на рис. 3. В рассматриваемом диапазоне энергии нейтронов суммарные случайные погрешности поправки находятся в интервале 1,4—1,9% для золота и 1,3—2,0% для урана.

Основной вклад в суммарную случайную погрешность дает погрешность ΔA_{ϕ_1} . Условия измерения этого фона таковы, что он может иметь заметную систематическую погрешность. Сделанная оценка показывает, что при $E_n = 350$ кэВ для золота ($\Delta A_{\phi_1} = 12,5\%$) эта погрешность может достигнуть 3%. Причина в том, что мишенедержатель дает большой фон и при охлаждении водой уменьшить его существенно не удается. Кроме того, добавочная фоновая масса не может быть размещена в таких же условиях относительно мишени, как и основная масса. Из сказанного следует, что для уменьшения вклада фона ΔA_{ϕ_1} и существенного уменьшения его систематической погрешности нужно использовать максимально облегченный мишенедержатель с охлаждением мишени газом.

Таким образом, тщательный учет фоновых поправок значительно изменяет значение экспериментально получаемого сечения захвата даже для нейтронов энергией менее 1,5 МэВ. Взаимной компенсации поправок на рассеяние в активационных измерениях нет. Недооценка исследований в работе эффектов может приводить к расхождению данных, полученных разными авторами.

Поступило в Редакцию 23.04.79
В окончательной редакции 10.07.79

УДК 539.172.284:539.124.162.6

Исследование выхода и угловых распределений фотонейтронов из толстых свинцовых мишеней

АНТИПЕНКО А. П., БАТИЙ В. Р., ГОЛОВНЯ В. Я., КАСИЛОВ В. И., ЛАПИН Н. И., МАХНЕНКО Л. А., ЩЕРБАК С. Ф.

Цель настоящей работы — исследование выхода и угловых распределений фотонейтронов из свинцовых мишеней различной толщины в интервале энергии падающих электронов 60—200 МэВ.

Измерения проводились на пучке линейного ускорителя электронов ЛУЭ-300 активационным методом. При этом использовалась реакция $^{27}Al(n, p)^{27}Mg$ с $T_{1/2} = 9,8$ мин. Пороговые детекторы, представляющие собой алюминиевые диски диаметром 48 и толщиной 4 мм, располагались на расстоянии 50 см от свинцовой мишени в интервале углов $0-165^\circ$ по отношению к оси падающего пучка электронов через каждые 15° . Активность детекторов измерялась сцинтилляционным гамма-спектрометром с кристаллом $NaI(Tl)$ размером 63×63 мм.

Данные об интегральном потоке нейтронов получены с погрешностью $\pm 10\%$ методом эффективных пороговых сечений [1]. Полный интегральный поток нейтронов определялся из соотношения

$$\Phi = K\phi(E_{эф}),$$

где K — коэффициент, учитывающий вклад нейтронов энергией ниже эффективного порога реакции. Значение $K \approx 12$ получено из оценки формы спектра фотонейтронов, приведенного в работе [2]. Погрешность определения $\Phi \approx 20\%$.

На рис. 1 приведена зависимость плотности потока быстрых нейтронов ($E_n > 4,5$ МэВ) под разными углами

от толщины свинцовой мишени при энергии электронов 200 МэВ. Диаметр мишени постояен и равен 43 мм. Видно, что при толщине более 18 радиационных длин (1 рад. длина = 5,6 мм) выход нейтронов под всеми углами практически не увеличивается. В дальнейшем для измерения угловых и энергетической зависимости выбрана толщина свинцовой мишени 100 мм.

На рис. 2 приведены угловые распределения быстрых нейтронов, показывающие анизотропию выхода нейтронов с максимумом под углом 90° . В ряде ранних экспериментальных работ [3—5] измерялись угловые распределения быстрых фотонейтронов из мишеней толщиной ≥ 10 радиационных длин при $E_{\gamma макс} = 22 \div 55$ МэВ. При этом также наблюдалась анизотропия выхода нейтронов с максимумом под углами, близкими к 90° . Этот эффект объясняется в основном малым вкладом статистически излучаемых нейтронов в области энергии $E_n > 4,5$ МэВ. Угловые распределения таких нейтронов описываются обычно суммой первых полиномов Лежандра [3, 6, 7].

На рис. 3 показано изменение вида угловой зависимости плотности потока быстрых нейтронов для различной толщины свинцовых мишеней при энергии электронов 200 МэВ. При толщине мишеней от 1 до 4 радиационных длин наблюдается заметная анизотропия с максимумом под малыми углами. При толщине мишеней более 4 радиационных длин существенно увеличивается выход нейтронов под углом 90° .