

Р и с. 2. Зависимость предела прочности при растяжении (а) и относительного удлинения (б) стали X16N15M3B от температуры испытания:

□ — необлученный образец; ○, △, ● — облученный при 530; 450; 370 °С; $nvt = 0,85 \cdot 10^{22}$; $27 \cdot 10^{22}$; $4,7 \cdot 10^{22}$ нейтр./см² соответственно

Для изучения совместимости окиси европия с нержавеющей сталью проведен металлографический анализ материала оболочки. Расчетные температуры оболочек во время облучения образцов № 1, 2, 3 составляли 370, 450 и 530 °С соответственно.

В структуре оболочки после облучения не произошло существенных изменений. Видимого взаимодействия стали с окисью европия не обнаружено. Механические свойства материала оболочки ампул изменялись в допустимых пределах, причем тем сильнее, чем ближе распо-

лагался образец от центральной плоскости активной зоны (рис. 2).

Поступило в Редакцию 5/IV 1976 г.
В окончательной редакции 14/IX 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Orlov V. e.a. «Kernenergie», 1969, v. 12, p. 112.
2. Hoyt E. Rep. GEAP-3909, 1962.
3. Гольцев В. П. и др. IV Женевская конф., 1974. Докл. СССР № 49/P/704.

УДК 539.172.4

Определение сечения реакции $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ при энергии нейтронов 14,8 МэВ

РАМЕНДИК З. А., СТУКОВ Г. М., ШЕБОЛЕВ В. Т.

Значение сечений реакции $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ может быть опорным при определении сечений взаимодействия нейтронов в диапазоне энергии 14—15 МэВ с различными элементами, для измерения плотности потока быстрых нейтронов, в активационном анализе [1, 2]. Оно используется также при расчетах реакторов деления и синтеза.

Правильность и точность определения сечения в большинстве случаев зависит от систематических и случайных погрешностей измерения плотности потока нейтронов, от числа ядер в образце, наведенной активности и других влияющих величин.

В настоящей работе использовался нейтронный генератор на основе реакции $^3\text{T}(d, n)^4\text{He}$ со специальной конструкцией мишенного узла, позволяющей определить плотность потока нейтронов методом сопутствующих частиц, методом $n - \alpha$ -совпадений, а также методом, основанном на знании сечения рассеяния нейтронов в водороде с суммарной погрешностью ~1% [3].

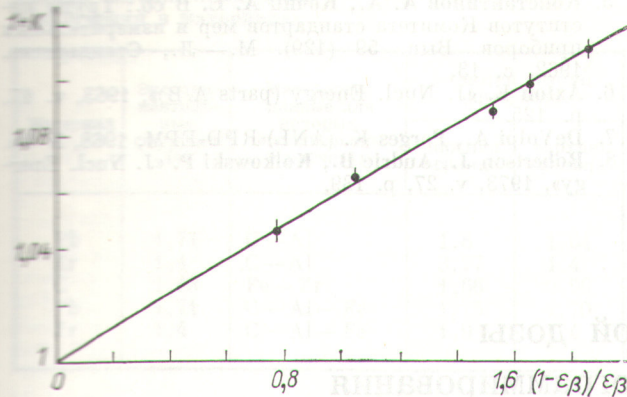
Образцы (фольги) изготовлены из химически чистого железа, изотопный состав которого близок к природному. Толщина образцов составляет ~80 мг/см². Фольги при облучении располагались под углом ~8° к направлению дейтронного пучка на расстоянии 30—70 мм от мишени генератора. Погрешность определения угла и расстояния ~0,1%. Масса, геометрические размеры и плотность образцов были известны с погрешностью ≤ 0,02%.

Время облучения в каждой серии измерений составляло 8—10 ч с периодическим контролем выхода реакции $^3\text{T}(d, n)^4\text{He}$ по относительным значениям числа зарегистрированных в промежутках времени $\Delta t = 1000$ с сопутствующих α -частиц. Поправка в результирующую активность образца, обусловленная нестабильностью нейтронного потока за общее время облучения, вводилась при условии, что для максимального изменения плотности потока внутри интервала Δt на ~1% арифметический способ усреднения отличается от логарифмического примерно на 0,07%.

Анализ погрешностей

Таблица 2

Источники погрешности	Вклад в погрешность определения сечения, %	
	систематическая	случайная
Плотность потока нейтронов	0,75	0,2
Поправочный коэффициент K	0,3	—
Измерение активности	—	0,1
Период полураспада и время облучения	0,05	0,05
Реакции ($^{57}\text{Fe} + n$)	0,05	—
Оценка средней квадратической погрешности	0,78	0,23



Зависимость коэффициента $1 + K$ для Mn от параметра $(1 - \epsilon_\beta)/\epsilon_\beta$

Энергия нейтронов для центра детектора $E_n = 14,80$ МэВ. Отклонение от этого значения, обусловленное толщиной мишени и геометрическим фактором, составляло $\Delta E_n = (-0,11 \div +0,02)$ МэВ.

Для этого интервала расстояния детектор — мишень эффекты, связанные с наличием рассеянных нейтронов и ослаблением потока нейтронов в воздухе, незначительны. Поправки на эти эффекты не вводились. Наведенная активность фольг измерялась на низкой фоновой установке $\beta - \gamma$ -совпадений [4], в $4\pi\beta$ -счетчике [5] и на спинтилляционном гамма-спектрометре типа БДС-3-1еМ.

Сложная схема распада ядра ^{56}Mn и достаточно высокоэнергетическое β -излучение привели к необходимости использования медного фильтра толщиной 3 мм, расположенного между фольгой и гамма-счетчиком, и получения зависимости удельной активности a от $(1 - \epsilon_\beta)/\epsilon_\beta$ (где ϵ_β — эффективность β -счета, определяемая как N_c/N_p ; N_c и N_p — скорость счета за вылетом фона соответственно в канале совпадений и в γ -канале).

Эта зависимость была получена путем облучения пяти марганцево-никелевых фольг различной толщины в одном и том же потоке тепловых нейтронов с последующим измерением активности на установке $\beta - \gamma$ -совпадений. Результаты, показанные на рисунке, аппроксимируются прямой линией, по которой можно определить истинную удельную активность, соответствующую $\epsilon_\beta = 1$. В табл. 1 приведены значения β -эф-

фективности и поправочного коэффициента $(1 + K)$ для образцов из железа, используемых в эксперименте.

Обработка по методу наименьших квадратов экспериментальных результатов (см. рисунок) дает среднюю квадратическую погрешность определения K , равную 0,3%. Следует заметить, что расчет поправки K , выполненный Агстоном [6] для ϵ_β , близких к единице, дает также линейную зависимость $A = f[(1 - \epsilon_\beta)/\epsilon_\beta]$. Этот вывод был подтвержден экспериментально в работе [7]. Однако в работе [8] сообщается, что найденный в эксперименте поправочный коэффициент K близок к нулю и не зависит от ϵ_β . В связи с этим в настоящей работе использовали еще один способ определения вида такой зависимости.

В стандартном потоке тепловых нейтронов облучались одновременно две марганцево-никелевые фольги одинаковой толщины ($\epsilon_{\beta 1} = \epsilon_{\beta 2}$). На установке $\beta - \gamma$ -совпадений измерялись активности каждой фольги $A_1(\epsilon_{\beta 1})$, $A_2(\epsilon_{\beta 2})$ и фольг, сложенных вместе $A_{1+2}(\epsilon_{\beta 1+2}^{1+2})$. В предположении, что $\epsilon_{\beta 1+2}^{1+2} \neq \epsilon_{\beta 1}$, должны были получить $A_{1+2} \neq A_1 + A_2$. Результаты показали, что это предположение верно и, более того, отношение $A_{1+2}/(A_1 + A_2)$ в пределах погрешности совпадает с той же величиной, полученной из графика для $\epsilon_{\beta 1}$ и $\epsilon_{\beta 2}^{1+2}$.

При расчете сечения $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ использовались значения содержания ^{56}Fe в образце для природного железа (0,9168) и периода полураспада ^{56}Mn , равного 2,577 ч. Вводились поправки на вклад в активность образца за счет реакций $^{57}\text{Fe}(n, d)^{56}\text{Mn}$ и $^{57}\text{Fe}(n, np) \times ^{56}\text{Mn}$.

В табл. 2 приведены источники погрешностей и их вклад в результирующую погрешность с учетом статистического веса для доверительной вероятности 0,68. Приняв для оценки линейную суперпозицию из систематической погрешности и случайной, взятой для доверительной вероятности 0,99, получим погрешность результата измерений 1,5%.

Значение сечения $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$, измеренное в настоящей работе для $E_n = 14,80$ МэВ и равное $110,9 \pm \pm 1,7$ мб, находится в удовлетворительном согласии с сечением $(109,8 \pm 2,9$ мб) для $E_n = 14,78$ МэВ, опубликованным в работе [8], авторы которой также использовали для измерения активности метод $4\pi\beta - \gamma$ -совпадений.

Результаты экспериментального определения эффективности регистрации β -излучения и поправочного коэффициента

Таблица 1

Номер образца	ϵ_β	$1 + K$
1	0,3767	1,0982
2	0,3817	1,0967
3	0,3825	1,0967

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Axton E. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Neutron Monitoring Radiat. Prot. Purpos». Vienna, 1972, v. 2, p. 431.
2. Robertson J. e.a. «J. Nucl. Energy», 1973, v. 27, p. 531.
3. Щеголев В. Т. и др. «Метрология», 1973, № 11, с. 65.
4. Андреев О. А. и др. В сб.: Труды метрологических институтов СССР. Вып. 145 (205). М., 1973, с. 33.

5. Константинов А. А., Кочин А. Е. В сб.: Труды институтов Комитета стандартов мер и измерительных приборов. Вып. 59 (129). М.—Л., Стандартиз, 1962, с. 13.
6. Axton E. «J. Nucl. Energy (parts A/B)», 1963, v. 17, p. 125.
7. DeVolpi A., Porges K. (ANL RPD-EPM, 1968, N 95.
8. Robertson J., Audric B., Kolkowski P. «J. Nucl. Energy», 1973, v. 27, p. 139.

УДК 539.1.074:519.83

Интервальная оценка поглощенной дозы с помощью метода линейного программирования

ВОЛКОВ Н. Г., ЛЯПИДЕВСКИЙ В. К., МАЛАХОВ Ю. И.

Большинство детекторов ядерных излучений, используемых в настоящее время в дозиметрии, обладают «ходом с жесткостью» [1]. Один из способов уменьшения хода с жесткостью заключается в одновременном использовании нескольких детекторов, имеющих различную спектральную чувствительность [2, 3]. При этом подбирается такая комбинация детекторов, чтобы линейная комбинация их спектральной чувствительности g_i

$$h(E) = \sum_{i=1}^n A_i g_i(E) \quad (1)$$

была постоянной, равной 1 для всего диапазона энергии излучения. Но реально осуществить такой подбор детекторов не удается, поэтому возникает проблема неоднозначности получаемой оценки поглощенной дозы.

В работах [4, 5] предложен графический метод расчета интервала, содержащего оценку искомой величины для случая, когда измерение проводится при помощи двух детекторов. Так как не всегда использование двух детекторов достаточно для обеспечения требуемой точности определения искомой величины, необходимо провести эксперимент с большим числом детекторов.

К сожалению, в этом случае графические методы расчета слишком громоздки. Кроме того, они не позволяют корректно учесть статистические и систематические погрешности регистрируемых величин.

Цель настоящей работы — разработка и проверка алгоритма получения интервальной оценки с помощью метода линейного программирования на примере расчета поглощенной дозы γ -излучения в некоторых материалах известного состава.

Мощность поглощенной дозы γ -излучения в веществе определяется выражением

$$W^\gamma = \Phi_\gamma \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\mu_a(E)}{\rho} E \Phi_\gamma(E) dE, \quad (2)$$

где Φ_γ — плотность потока γ -квантов, квант/см²·с; E — энергия γ -квантов, эВ/квант; Φ_γ — нормированный на единицу дифференциальный энергетический спектр γ -квантов, квант/эВ; μ_a/ρ — полный массовый коэффициент поглощения энергии γ -излучений, см²/г.

Определение поглощенной дозы в исследуемом материале по известной поглощенной дозе в других материалах W_i^γ ($i = 1, 2, \dots$) рассматривалось в работах

[6—8]. Предлагаемые в них способы решения основаны на некоторых допущениях: использование средней энергии γ -квантов или эмпирической зависимости эффективных массовых коэффициентов поглощения энергии γ -излучения для исследуемого материала от величины отклонения эффективных массовых коэффициентов поглощения для некоторой выбранной пары тяжелых материалов.

Корректное решение рассматриваемой задачи заключается в отыскании интервала, гарантирующего содержание истинного значения искомой величины, с учетом погрешностей в определении W_i^γ ($i = 1, 2, \dots$).

Обычно считают, что погрешности W_i^γ ($i = 1, 2, \dots$) не превышают некоторой заданной положительной константы μ^2 , характеризующей степень надежности измерений. Погрешность принято оценивать по норме в той или иной методике. В нашей задаче целесообразно использовать равномерную метрику, которая наиболее надежно учитывает погрешности экспериментальных данных. Норма в такой метрике определяется выражением

$$\|x_i\|_{\Delta_i} = \max [x_i/\Delta_i], \quad (3)$$

где x_i — оцениваемые величины; Δ_i — погрешность в определении x_i .

В этом случае задачу можно сформулировать математически так:

$$W_{\min}^\gamma = \min \left\{ \Phi_\gamma \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\mu_a(E)}{\rho} E \Phi_\gamma(E) dE \text{ при} \right. \quad (4)$$

$$\|W_i^\gamma - \Phi_\gamma \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left[\frac{\mu_a(E)}{\rho} \right]_i E \Phi_\gamma(E) dE \|_{\Delta_i} \leq \mu^2 \},$$

$$\Phi_j(E) \geq 0;$$

$$W_{\max}^\gamma = \max \left\{ \Phi_\gamma \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\mu_a(E)}{\rho} E \Phi_\gamma(E) dE \right. \quad (5)$$