

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ НА УСТАНОВКЕ ИРЕН

Г. К. Канагатова <sup>a, б, в, 1</sup>, С. Б. Борзаков <sup>a, б, 2</sup>, К. Храшко <sup>a, 3</sup>

<sup>a</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

<sup>в</sup> Институт ядерной физики, Алма-Ата, Казахстан

В ЛНФ ОИЯИ на основе линейного ускорителя электронов с энергией до 50 МэВ создана установка ИРЕН для исследований в области нейтронной физики. Для выполнения различных работ необходимо измерить плотность потока нейтронов в широком диапазоне энергий — от тепловых до быстрых. Эта задача решается методом нейтронного активационного анализа с помощью  $\gamma$ -спектроскопии высокого разрешения. Для более точного определения потока резонансных нейтронов необходимо рассчитать эффективные резонансные интегралы с учетом особенностей реального спектра нейтронов, а также учесть тепловое движение и поглощение нейтронов в образце. Для этой цели была создана программа для вычисления эффективных резонансных интегралов. С помощью этой программы были вычислены эффективные резонансные интегралы для  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ , которые существенно отличаются от величин, приведенных в справочнике. Эти результаты применялись для более точного определения плотности потока нейтронов.

At JINR FLNP, on the basis of linear electron accelerator with an energy of up to 50 MeV, the IREN facility was created for research in the field of neutron physics. To perform various tasks, it is necessary to measure the neutron flux density in a wide range of energies — from thermal to fast. This problem is solved by the method of neutron activation analysis by means of gamma spectroscopy of high resolution. For a more accurate determination of the flux of resonance neutrons, it is necessary to calculate the effective resonance integrals in terms of the features of a real spectrum of neutrons and to take into account the thermal motion and absorption of neutrons in the sample. For this purpose, the program for computation of effective resonance integrals was created. Using this program, effective resonance integrals for  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  were calculated, which are significantly different from the values given in the reference book. These results were applied for a more exact determination of flux density of neutrons.

PACS: 29.25Dz; 29.30Hs

### ВВЕДЕНИЕ

После открытия атомной энергии и создания атомных реакторов возник и развился нейтронно-активационный анализ. Облучение тепловыми нейтронами в реакторах становится ведущим методом активационного анализа. Нейтронно-активационный анализ

---

<sup>1</sup>E-mail: kanagatova.g@mail.ru

<sup>2</sup>E-mail: sbor@nf.jinr.ru

<sup>3</sup>E-mail: costea.edinets@mail.ru

(НАА) — метод определения элементного состава вещества, основанный на измерении характеристик излучения, испускаемого радиоактивными ядрами, появившимися после облучения нейтронами. НАА позволяет определять содержание более 40 элементов с высокой чувствительностью. Все эти достоинства НАА привели к широкому использованию данного метода во многих отраслях науки и народного хозяйства. В настоящее время нейтронный активационный анализ находит широкое применение в геологии, экологии и других направлениях исследований.

Исследования методом НАА широко ведутся на установках ЛНФ ОИЯИ–ИРЕН, которая состоит из ускорителя электронов, нейтронопроизводящей мишени и замедлителя [1].

Этот источник нейтронов характеризуется большим вкладом резонансных нейтронов (с энергией  $E_n \geq 0,5$  эВ).

Поэтому для наших исследований необходимо более точное определение резонансных интегралов, учитывающее реальную зависимость плотности потока нейтронов от энергии, температуру и толщину образца [2].

## 1. НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Нейтронные резонансы проявляют себя как узкие максимумы в энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов с ядрами  $\sigma(E)$  (рис. 1, 2). Появляются они при таких энергиях нейтрона, при которых в системе составного ядра «нейтрон + ядро-мишень» возможно образование очередного возбужденного состояния. Как и должно быть во всякой квантовой системе, энергия таких состояний носит дискретный характер. Ширина  $\Gamma$  резонансного максимума определяется временем жизни резонанса  $\tau_{\text{res}} = \hbar/\Gamma$  по отношению к распаду составного ядра с испусканием  $\gamma$ -лучей, нейтронов или других продуктов реакции.

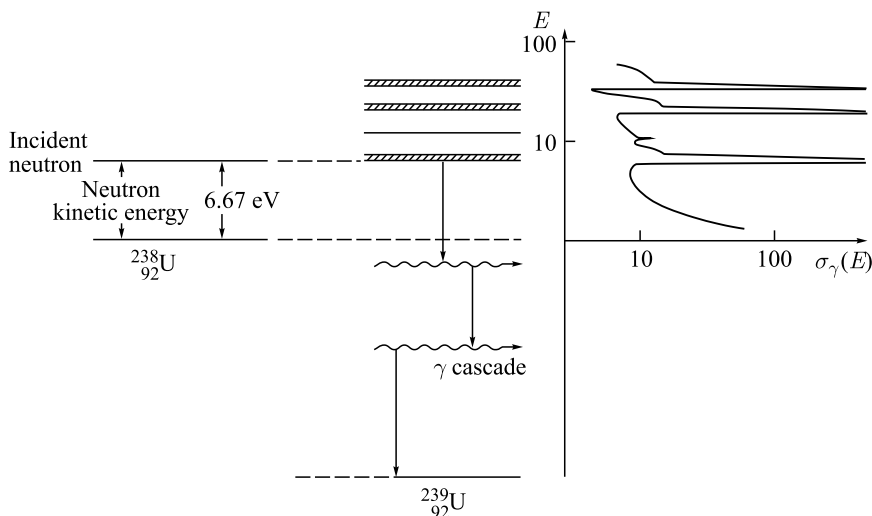


Рис. 1. Энергетические уровни ядер и образование нейтронных резонансов

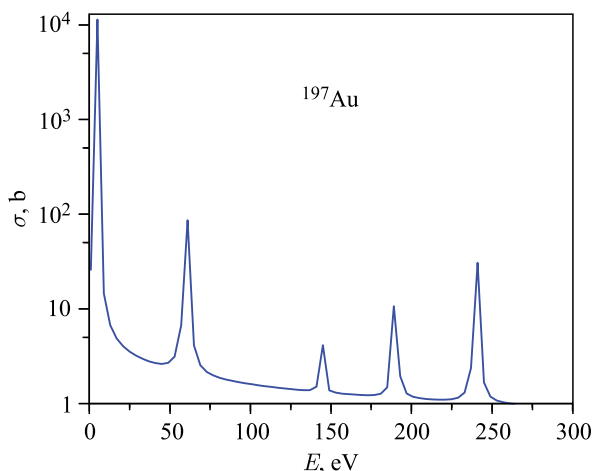


Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{197}\text{Au}$

Сечение образования составного ядра в области резонанса описывается формулой Брейта–Вигнера:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi}{k^2} \frac{g\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (1)$$

где  $k = 0,002197\sqrt{(A/(A+1))E}$  — волновое число нейтрона в единицах  $10^{12} \text{ см}^{-1}$  (энергия приведена в эВ;  $A$  — атомный вес ядра-мишени);  $E_r$  — энергия резонанса;  $\Gamma_n, \Gamma_\gamma$  — нейтронная и радиационная ширины,  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$  — полная ширина резонанса;  $g = (2J + 1)/[2(2I + 1)]$  — статистический вес, зависящий от спинов ядра-мишени и полного момента резонанса.

## 2. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Нейтроны по энергии принято делить на несколько групп. Выделяют тепловые нейтроны (средняя энергия 0,025 эВ), резонансные (от 0,5 до  $5 \cdot 10^5$  эВ) и быстрые. Главный вклад в образование радиоактивных ядер дают тепловые и резонансные нейтроны. Экспериментально тепловые и резонансные нейтроны разделяют с помощью кадмия, так как изотоп  $^{113}\text{Cd}$  имеет огромное сечение захвата тепловых нейтронов (порядка 20000 б) и малое сечение захвата для резонансных нейтронов. Граница между тепловыми и резонансными нейтронами (кадмиевая граница) равна 0,55 эВ.

Спектр тепловых нейтронов — максвелловский, плотность потока резонансных нейтронов в первом приближении убывает обратно пропорционально энергии нейтронов.

Плотность потока нейтронов можно представить в виде

$$\varphi(E_n) = \Phi_{\text{th}} f_M(E_n, T) + \frac{\Phi_{\text{res } 1}}{E_n^{1-\alpha}}, \quad (2)$$

где выделены вклады тепловых и резонансных нейтронов. Функция  $f(E, T)$  описывает распределение Максвелла. В первом приближении  $\alpha = 0$ . Таким образом,  $\Phi_{\text{res } 1}$  — это плотность потока нейтронов при 1 эВ.

Для определения потока тепловых  $\Phi_{\text{th}}$  и резонансных  $\Phi_{\text{res}}$  нейтронов вместе с образцом облучают индикаторы, т. е. элементы с хорошо известными сечениями захвата.

Индикаторы одного типа облучают в оболочке из Cd и без нее в одних и тех же условиях. Из измерений активности индикатора массой  $m_2$ , облученного в кадмиевой защите, можно определить  $\Phi_{\text{res}}$ :

$$\Phi_{\text{res}} = \frac{N_{\gamma 2} M \lambda e^{\lambda t_{d2}}}{m_2 N_A \gamma \varepsilon \theta I_{\text{res}} [1 - \exp(-\lambda t_{\text{irr}})] [1 - \exp(-\lambda t_{\text{meas}})]}, \quad (3)$$

$I_{\text{res}}$  — резонансный интеграл;  $\theta$  — содержание изотопа в естественной смеси;  $M$  — атомная масса,  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  — число Авогадро;  $t_{\text{irr}}$  — время облучения;  $t_d$  — время, прошедшее от конца облучения до начала измерения;  $t_{\text{meas}}$  — время измерения;  $\gamma$  — выход (вероятность испускания)  $\gamma$ -квантов с определенной энергией;  $\varepsilon$  — эффективность детектора.

Измерение активности индикатора, облученного без кадмия, дает величину, пропорциональную величине  $R = \sigma_{\text{th}} \Phi_{\text{th}} + I_{\text{res}} \Phi_{\text{res}}$ , так как активация производится и тепловыми, и резонансными нейтронами. Измерение активности индикаторов, облученных в Cd-защите и без нее, проводится в течение одинакового времени. Это означает, что необходимо вычесть вклад резонансных нейтронов. В результате получим

$$\Phi_{\text{th}} = \frac{R - \Phi_{\text{res}} I_{\text{res}}}{\sigma_{\text{th}}} = \frac{r}{\sigma_{\text{th}}} \left( N_{\gamma 1} \frac{\exp(\lambda t_{d1})}{m_1} - N_{\gamma 2} \frac{\exp(\lambda t_{d2})}{m_2} \right), \quad (4)$$

где  $r = \frac{M \lambda}{N_A \gamma \varepsilon \theta [1 - \exp(-\lambda t_{\text{irr}})] [1 - \exp(-\lambda t_{\text{meas}})]}$  — общий множитель;  $\sigma_{\text{th}}$  — сечение захвата для тепловых нейтронов,  $N_{\gamma 1}$ ,  $N_{\gamma 2}$  — число отсчетов детектора для определенной линии (площадь пика полного поглощения  $\gamma$ -квантов определенной энергии после вычета фона).

### 3. РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТИВНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ИНТЕГРАЛОВ

В качестве интегральной характеристики взаимодействия резонансных нейтронов с различными изотопами используется величина резонансного интеграла:

$$J_{\text{res}0} = \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma_{n\gamma}(E) \frac{dE}{E}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{n\gamma}(E)$  — сечение радиационного захвата;  $E_{\text{Cd}}$  — кадмиевая граница, примерно равная 0,5–0,55 эВ (в зависимости от толщины Cd).

Величины  $J_{\text{res}0}$  для различных ядер приводятся в справочниках [3]. Это определение соответствует предположению, что плотность потока резонансных нейтронов убывает обратно пропорционально энергии (спектр Ферми).

Эффективные резонансные интегралы отличаются от значений, приведенных в справочнике, из-за того, что реальный спектр плотности потока нейтрона, как правило, отличается от спектра Ферми. Например, поток нейтронов на установке ИРЕН имеет следующие особенности: максимум интенсивности тепловых нейтронов соответствует энергии

40–50 мэВ и плотность потока резонансных нейтронов зависит от энергии нейтронов,

$$\phi(E_n) = \frac{\Phi_{\text{res } 1}}{E_n^{1-\alpha}}, \quad (6)$$

где  $\alpha = 0,05-0,1$ ,  $\Phi_{\text{res } 1}$  — величина плотности потока нейтронов при 1 эВ.

Более точное выражение для резонансного интеграла:

$$J_{\text{res}}(\alpha) = \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma_{n\gamma}(E) \frac{dE}{E^{1-\alpha}}. \quad (7)$$

Впервые попытку оценить влияние спектра нейтронов на резонансный интеграл сделали Де Корте и др. [4]. Они ввели представление об эффективном резонансе, энергия которого близка к энергии наиболее сильного реального резонанса с малой энергией. Ранее спектр нейтронов от реактора ИБР-2 изучался в работе [5] методом активационного анализа. При этом делалась поправка по методу Де Корте. В этом приближении не учитывается поглощение в образце, поэтому в настоящей работе предлагаются методы более точного расчета эффективного резонансного интеграла.

Каждый изотоп обладает множеством резонансов. Практически для всех ядер известны их параметры. В настоящее время появилась возможность провести расчеты, учитывающие целый ряд резонансов с малой энергией, которые дают основной вклад в резонансный интеграл.

Приведем точные формулы, описывающие захват резонансных нейтронов ядрами. Допустим, что поток нейтронов падает перпендикулярно образцу. Число образовавшихся радиоактивных ядер с учетом поглощения нейтронов равно

$$dN_a = \Phi_{\text{res } 1} \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \frac{\sigma_{n\gamma}}{\sigma_t} [1 - \exp(-\sigma_t n)] \frac{dE}{E^{1-\alpha}} S dt_{\text{meas}}. \quad (8)$$

В этой формуле  $n$  — толщина образца  $n = t * N_t$ , т. е. число ядер, приходящихся на 1 см<sup>2</sup>,  $\sigma_t$  — полное сечение.

Эффективный резонансный интеграл:

$$I_{\text{res}}(\alpha) = \frac{1}{n} \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \frac{\sigma_{n\gamma}}{\sigma_t} [1 - \exp(-\sigma_t n)] \frac{dE}{E^{1-\alpha}}. \quad (9)$$

Легко видеть, что при  $n \rightarrow 0$  и  $\alpha = 0$  значение эффективного резонансного интеграла стремится к  $J_{\text{res } 0}$ . Отношение  $\sigma_{n\gamma}/\sigma_t$ , как правило, равно единице.

Рассмотрим сначала расчет  $I_{\text{res}}(\alpha)$  без учета поглощения.

Аналогично, как в работе [4], разделим сечение, которое указано в формуле (1), на две части — низкоэнергетическую (следующую закону  $1/v$ ) и резонансную, т. е. представим сечение захвата в следующем виде:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\sigma_{\text{th}} \sqrt{0,0253}}{\sqrt{E_n}} + \sum_i \frac{\pi}{k^2} \frac{g_i \Gamma_{ni} \Gamma_{\gamma i}}{(E_n - E_{ri})^2 + (1/4) \Gamma_i^2}. \quad (10)$$

Первый член описывает вклад в сечение от отрицательных резонансов и учитывает закон  $1/v$ ,  $\sigma_{th}$  — сечение захвата тепловых нейтронов. Второй член описывает вклад резонансов с положительной энергией.

Для узких резонансов можно пренебречь зависимостью нейтронной ширины от энергии. Делая замену  $x = (2(E - E_r))/\Gamma$ , получим для сечения захвата вблизи резонанса

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{4\pi g\Gamma_n\Gamma_\gamma}{k^2 \Gamma^2} \frac{1}{1+x^2} = \frac{\sigma_0}{1+x^2} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}, \quad (11)$$

где  $\sigma_0 = (4\pi/k^2)g_J(\Gamma_n/\Gamma)$  — полное сечение в максимуме резонанса.

Площадь резонанса равна

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{n\gamma}(E) dE = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{\Gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{1+x^2} = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{1+x^2} = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_\gamma. \quad (12)$$

Таким образом, вклад в резонансный интеграл от одного резонанса:

$$I_{res\ i} = \frac{\pi}{2} \sigma_{0i}(k_{ri}) \frac{\Gamma_i}{E_{ri}^{1-\alpha}}. \quad (13)$$

Полный резонансный интеграл равен сумме вкладов от отдельных резонансов и интеграла от части сечения, следующей закону  $1/v$

$$I_{res}(\alpha) = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma_{th}\sqrt{0,0253}}{\sqrt{E}E^{1-\alpha}} dE + \frac{\pi}{2} \sum_i \frac{\sigma_{0i}(k_{ri})\Gamma_{\gamma i}}{E_{ri}^{1-\alpha}}. \quad (14)$$

Интегрируя и подставляя численные значения констант и учитывая, что  $k_{ri}^2 = (0,002197)^2 E_{ri} = 4,827 \cdot 10^{-6} E_{ri}$ , получим

$$I_{res}(\alpha) = \frac{\sigma_{th}\sqrt{0,0253}}{(0,5-\alpha)} E_{Cd}^{\alpha-0,5} + 4,0895 \cdot 10^6 \sum_i \frac{g_i\Gamma_{ni}\Gamma_{\gamma i}}{\Gamma_i E_{ri}^{2-\alpha}}. \quad (14a)$$

Однако это выражение не учитывает поглощение нейтронов в индикаторе и тепловое движение ядер мишени.

**3.1. Учет зависимости формы резонанса от температуры, теплового движения и толщины образца.** Ядра мишени находятся в тепловом движении, что в случае относительно узких резонансов может сказываться на форме энергетической зависимости сечений.

Вероятность захвата нейтрона образцом толщиной  $t$ :

$$P_a(t) = \int_0^1 \mu d\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\mu} N_t \sigma_0 \psi(\theta, x)\right) \right) dx, \quad (15)$$

где  $\mu = \cos \alpha$ ;  $N_t$  — число ядер мишени в единице объема;  $\psi(\theta, x)$  — функция доплеровского уширения.

Для очень тонкого образца

$$P_a(t \rightarrow 0) = t N_t \sigma_0 \pi. \quad (16)$$

Согласно Бете и Плачеку [6]

$$\psi(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{1}{4}\theta^2(x-y)^2\right)}{1+y^2} dy. \quad (17)$$

где  $\theta = \Gamma/\Delta$ ,  $\Delta = 2\sqrt{kTE/(A+1)}$  — доплеровская ширина;  $k$  — константа Больцмана,  $T$  — абсолютная температура образца.

Введем резонансный фактор самопоглощения

$$G_{\text{res}} = \frac{P_a(t)}{P_a(t \rightarrow 0)}. \quad (18)$$

Расчеты функции  $\psi(\theta, x)$  и фактора  $G_{\text{res}}$  — сложная задача. Как показано в работах [7, 8], задача сводится к вычислению интеграла:

$$G_{\text{res}}(\theta, \tau) = \frac{\tau}{\pi} \int_{\tau}^{\infty} \frac{dy}{y^3} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \exp(-y\psi(\theta, x))) dx, \quad (19)$$

где  $\tau = tN_t\sigma_0(\Gamma_\gamma/\Gamma)$ .

Эти факторы рассчитываются для каждого резонанса в отдельности. Таким образом, окончательное выражение для эффективного резонанса:

$$I_{\text{eff.res}} = I_v(\alpha) + \frac{\pi}{2} \sum \frac{\sigma_{0i} G_i}{E_{ri}^{1-\alpha}} \Gamma_{\gamma i}. \quad (20)$$

Для вычисления функции  $\psi(\theta, x)$  был предложен метод приближения Паде [9]:

$$\psi(\theta, x) = h \frac{a_0 + a_2(hx)^2 + a_4(hx)^4}{b_0 + b_2(hx)^2 + b_4(hx)^4 + b_6(hx)^6 + b_8(hx)^8}. \quad (21)$$

В этой формуле  $h = \theta/2$ , а выражения для коэффициентов  $a_i, b_i, p_i, q_i$  приведены в работе [9]. На рис. 3 показаны значения функций  $\psi(\theta, x)$ .

Чтобы учесть  $G$ -факторы, необходимо численно определить интеграл (19). Интегрирование проводится методом Симпсона. Затем с помощью формулы (20) вычисляется эффективный резонансный интеграл. Параметры резонансов взяты из [10].

**3.2. Определение потока нейтронов на установке ИРЕН.** В табл. 1 приведены параметры резонансов  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ , которые дают основной вклад при расчете эффективного резонансного интеграла.

Вычисления проводились с помощью программы Mathcad15. Результаты расчетов сравниваются с результатами, которые приведены в справочнике.

По расчетам при  $\alpha = 0,1$  эффективный резонансный интеграл (табл. 2, рис. 4) существенно отличается от значений в справочнике. Это объясняется тем что при  $\alpha = 0,1$  поток нейтронов ( $E_n > 10$  кэВ) больше и соответственно значение эффективного резонансного интеграла выше. Поэтому эта поправка существенна.

Индикаторы с массами 0,2–0,3 г были облучены на установке ИРЕН Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Максимальная энергия электронов достигала величины 50 МэВ.

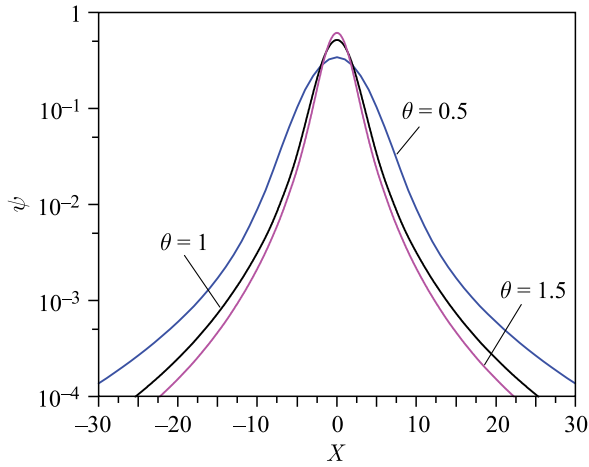


Рис. 3. Функция  $\psi(\theta, x)$  для различных значений  $\theta$

Таблица 1. Параметры низколежащих нейтронных резонансов [10]

Элемент	Энергия $E_0$ , эВ	Нейтронная ширина $2g\Gamma_n$ , мэВ	Радиационная ширина $\Gamma_\gamma$ , мэВ	Тепловое сечение $\sigma_{th}$ , б
$^{197}\text{Au}$	4,906	19,0	124	$98,65 \pm 0,09$
	60,25	81,2	110	
$^{94}\text{Zr}$	2239	2460	97	$(49,9 \pm 2,4) \times 10^{-3}$
	5755	25400	44	
	5814	10649	180	
$^{96}\text{Zr}$	3818	7860	175	$(22,9 \pm 1,0) \times 10^{-3}$
	4133	29800	175	
	5443	50600	130	
$^{63}\text{Cu}$	-1870	2680	500	$4,5 \pm 2,0$
	2038	32,0	500	

Таблица 2. Значения эффективного резонансного интеграла для  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{63}\text{Cu}$

Элемент	Число резонансов	Резонансный интеграл $I_{res}$ , б [3]	Эффективный резонансный интеграл $I_{res}$ , б		
			$\alpha = 0$	$\alpha = 0,05$	$\alpha = 0,1$
$^{197}\text{Au}$	24	1550	1577	1707	1849
$^{94}\text{Zr}$	18	0,23	0,30	0,49	0,78
$^{96}\text{Zr}$	18	5,3	6,43	11,2	19,46
$^{63}\text{Cu}$	24	4,97	4,95	6,87	9,52



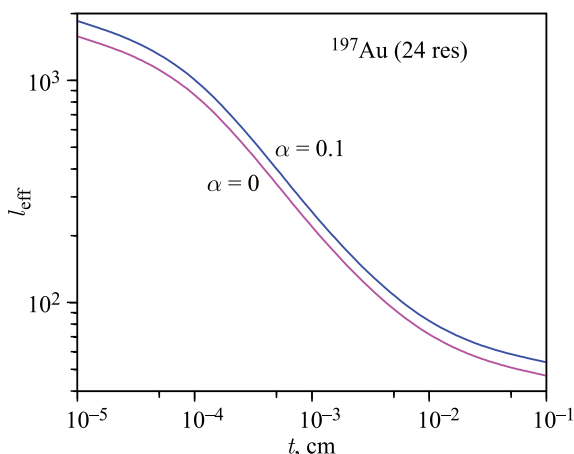


Рис. 4. Рассчитанные значения эффективного резонансного интеграла в зависимости от толщины фольги для различных значений параметра  $\alpha$

Средний ток электронов, достигающих мишени, был порядка 1 мкА. Облучение проводилось на поверхности замедлителя в течение 2 сут. Измерения велись с помощью HPGe-детектора.

Сбор и анализ данных проводился с использованием программы Genie™ 2000 фирмы Canberra. Расшифровка спектров (идентификация пиков) выполнялась с помощью онлайн-библиотеки WWW Table of Radioactive Isotopes [11].

Затем с помощью формулы (3) определялся поток нейтронов. Характеристики индикаторов, используемых для расчета, представлены в табл. 3.

В результате были определены значения потока резонансных нейтронов для  $\alpha = 0,1$  с помощью следующих индикаторов:  $^{197}\text{Au}$  ( $\Phi_{\text{res}} = 2,28 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ),  $^{94}\text{Zr}$  ( $\Phi_{\text{res}} = 2,3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ),  $^{63}\text{Cu}$  ( $\Phi_{\text{res}} = 2,07 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ). Результаты, полученные с помощью различных индикаторов, хорошо согласуются между собой. Плотность потока нейтронов была определена с точностью  $\sim 10\%$ .

Таблица 3. Характеристики мишеней, используемых для определения плотности потока нейтронов

Элемент	Энергетические линии $E_\gamma$ , кэВ	Выход $\gamma$ -кванта $I_\gamma$ , %	Период полураспада $T_{1/2}$ , ч
$^{198}\text{Au}$	411,8	96,0	64,8
$^{94}\text{Zr}$	724,2	44,2	1536,5
	756,7	54,0	
$^{96}\text{Zr}$	507,7	5,03	16,91
	743,4	93,0	
$^{64}\text{Cu}$	1345,9	0,47	12,7

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана программа для вычисления эффективных резонансных интегралов, учитывающая реальную зависимость плотности потока от энергии, температуру и толщину образца. Для расчетов были использованы параметры резонансов, известные из литературы. При этом нет необходимости выделять вклад теплового сечения, а можно использовать представления об отрицательных резонансах, параметры которых также приведены в справочниках. С помощью этой программы были вычислены эффективные резонансные интегралы для  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ , которые существенно отличаются от приведенных в справочнике.

Эти результаты применялись для более точного определения плотности потока нейтронов на установке ИРЕН. Эту программу можно использовать и при проведении актиационного анализа на других установках.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Belikov O. V. et al.* Physical Start-Up of the First Stage of IREN Facility // Proc. of ISINN-17. Dubna. 2010. <http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-17/pdf/Shvetsov.pdf>.
2. *Borzakov S. B.* Calculation of Effective Resonance Integrals // ISINN-20. 2012. P. 315.
3. *Беланова Т. С., Игнатюк А. В., Пащенко А. Б., Пляскин В. И.* Радиационный захват нейтронов: Справ. М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. *De Corte F., Moens L., Jovanovic S., Simonits A., De Wispelaere A.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 1986. V. 102, No. 1. P. 37.
5. *Переседов В. Ф., Рогов А. Д.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1996. № 1[75].
6. *Лукьянов А. А.* Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
7. *Phuong H. T., Nhon M. V., Trang V. T. T., Ishitsuka E.* // Appl. Rad. Isotopes. 2010. V. 68. P. 1177–1179.
8. *Roe G. M.* The Absorption of Neutron in Doppler Broadened Resonances // KAPL. 1954. V. 1241.
9. *Keshavamurthy R. S., Harish R.* // Nucl. Sci. Engin. 1993. V. 115. P. 81.
10. *Sukhoruchkin S. I., Soroko Z. N., Deriglazov V. V.* // Tables of Neutron Resonance Parameters. Landolt–Bornstein. Num. Data and Functional Relationships in Science and Technology / Ed. H. Schopper. Group I. V. 16, subvol. B. Springer, 1998.
11. *Chu S. Y. F., Ekstrom L. P., Firestone R. B.* The Lund/LBNL Nuclear Data Search. Version 2.0. 1999. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radsearch.asp>.

Получено 27 ноября 2018 г.