

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



А.А. Алексеев, А.А. Бергман, А.И. Берлев,  
Э.А. Коптелов, В.С. Шорин

Детектор  $\gamma$ -лучей  
радиационного захвата нейтронов  
для спектрометра по времени замедления  
в свинце СВЗ-100

препринт  
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН  
1404/2015  
ИЮЛЬ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



А.А. Алексеев, А.А. Бергман, А.И. Берлев,  
Э.А. Коптелов, В.С. Шорин\*

Детектор  $\gamma$ -лучей  
радиационного захвата нейтронов  
для спектрометра по времени замедления  
в свинце СВЗ-100

\* ГНЦ РФ “Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского”

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН  
1404/2015  
ИЮЛЬ 2015

МОСКВА  
2015

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences  
60-th October Anniversary prospect 7a,  
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук  
проспект 60-летия Октября, 7а  
Москва, 117312

А.А. Алексеев, А.А. Бергман, А.И. Берлев,  
Э.А. Коптелов, В.С. Шорин

Детектор  $\gamma$ -лучей радиационного захвата  
нейтронов для спектрометра по времени  
замедления в свинце СВЗ-100

Описана конструкция пропорционального ионизационно-го счетчика для исследования радиационного захвата нейтронов на спектрометре по времени замедления в свинце СВЗ 100 ИЯИ РАН. Измерены характеристики  $\gamma$ -счетчика и спектрометрического канала регистрации.

Проведена градуировка спектрометра СВЗ 100 (ИЯИ РАН) по изолированным  $(n,\gamma)$ -резонансам изотопов меди, серебра и сурьмы. Оценены параметры временной зависимости средней энергии нейтронов и функции разрешения спектрометра.

Изучены эффекты резонансной самоэкранировки, влияющей на наблюдаемую форму и ширину сильных резонансов. Результаты сравниваются с имеющимися данными для других спектрометров по времени замедления в свинце.

электронная почта: benetsky@yandex.ru

А.А. Алексеев, А.А. Бергман, А.И. Берлев,  
Э.А. Коптелов, В.С. Шорин

Детектор  $\gamma$ -лучей радиационного захвата  
нейтронов для спектрометра по времени  
замедления в свинце СВЗ-100

Препринт 1404/2015

Июль 2015

Подписано в печать 01.07.2015

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,8. Зак. 22358 Тираж 75 экз.

Бесплатно

Печать цифровая

Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-291-1

© Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, 2015  
Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences, 2015

## 1. Введение

Спектрометры по времени замедления нейтронов в свинце (СВЗ) отличаются тем, что имеют невысокое разрешение, но высокую светосилу. Поэтому СВЗ довольно успешно используются при измерении сечений реакций  $(n,\gamma)$  и  $(n,f)$  для нуклидов, которые трудно или невозможно исследовать другими методами [1–3]. Измерение временного распределения событий радиационного захвата основано на регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей захвата, которые испускаются каскадом с полной энергией:

$$U = \sum_i v(E_\gamma^i) E_\gamma^i$$

где  $i$  — номер кванта в каскаде,  $v(E_\gamma^i)$  — спектр  $\gamma$ -лучей захвата с энергией  $E_\gamma^i$ , равна  $U = S_n + E_n$ , где  $S_n$  — энергия отделения нейтрона для компаунд-ядра,  $E_n$  — энергия налетающего нейтрона.

Для тяжелых ядер механизм процесса является статистическим, среднее число  $\langle v \rangle$  испускаемых в каскаде  $\gamma$ -квантов составляет 3–4, средняя энергия  $\gamma$ -лучей  $\langle E_\gamma^i \rangle = 1-2$  МэВ. Вблизи замкнутых оболочек спектр  $\gamma$ -лучей становится более жестким, и  $\langle v \rangle = 1-2$ .

Основными требованиями к детекторам событий захвата являются нечувствительность к спектру  $\gamma$ -лучей захвата и малый фон, связанный с захватом нейтронов в материале конструкции детектора. Если эффективность детектора пропорциональна энергии  $\gamma$ -квантов и эффекты суммирования нескольких квантов из каскада малы, тогда полное число отсчетов детектора на акт захвата равно:

$$N_\gamma = \sum_i v(E_\gamma^i) \varepsilon(E_\gamma^i) = C \Omega \sum_i v(E_\gamma^i) E_\gamma^i = C \Omega U. \quad (1)$$

$$\varepsilon(E_\gamma^i) = C \Omega E_\gamma^i, \quad (2)$$

где  $C$  — постоянная детектора,  $\Omega$ -телесный угол на детектор. В этом случае эффективность регистрации события захвата зависит только от

полной энергии каскада  $U$ . Такие детекторы обычно называют детекторами типа Моксона-Рэя (ДМР) [3, 4].

Простейшим детектором, эффективность которого описывается формулами (1) – (2), является толстостенный счетчик Гейгера-Мюллера. Если толщина стенки (конвертор  $\gamma$ -лучей) не превышает пробега наиболее энергичных комптоновских электронов, то с ростом энергии первичных  $\gamma$ -лучей растет толщина слоя, из которого могут вылететь электроны. При этом число попадающих в счетчик электронов почти пропорционально энергии. Спектр электронов лежит в области 100 – 200 кэВ и слабо зависит от  $E_\gamma$ .

Первый вариант детектора ДМР [4] представлял собой куб из графита (конвертор) с ребром 150 мм, в центре которого размещен исследуемый образец. Минимальная толщина стенки конвертора – 32 мм. Вылетающие электроны регистрировались четырьмя тонкими пластмассовыми сцинтилляторами толщиной 0.52 мм, которые просматривались фотоумножителями. Линейность эффективности регистрации (1, 2) проверялась с помощью набора стандартных  $\gamma$ -источников и по выходу  $\gamma$ -лучей захвата нейтронов в резонансах с известными параметрами. Получены следующие характеристики детектора:  $C\Omega=0.0019$  МэВ<sup>-1</sup>,  $C=0.003$  МэВ<sup>-1</sup>. Выбор графита в качестве конвертора обеспечил низкий фон детектора.

Эффекты суммирования квантов из одного каскада уже существенны для величин  $C\Omega=0.02$  МэВ<sup>-1</sup>. Для  $U=8$  МэВ различие в эффективности регистрации одноквантовых и двухквантовых переходов составляет ~4%. Поэтому этот класс детекторов ограничен по эффективности значениями  $C\Omega\approx 0.01$  МэВ<sup>-1</sup>.

В работе [5] подбором материала конвертора получена эффективность  $C\Omega=0.006$  МэВ<sup>-1</sup> при меньшем телесном угле. При толщине конвертора 24 мм и пластика 0.75 мм погрешность величины  $C$  не превышает 3%. Временное разрешение детектора ~2нс. Малый фон детекто-

ра позволил провести измерения сечения захвата нейтронов в области энергии 10–50 кэВ для легких и околомагических ядер.

В дальнейшем были разработаны многосекционные детекторы ДМР. Эффективность детектора [6] из шести пластмассовых сцинтилляторов, одновременно играющих роль конверторов, в четыре раза превосходила эффективность обычного ДМР:  $C=0.012$  МэВ<sup>-1</sup>. Эффективность ДМР с оптически прозрачным конвертором [7] составила  $C=0.015$  МэВ<sup>-1</sup>.

В эксперименте на нейтронах подземного ядерного взрыва применялись токовые ДМР на основе полупроводниковых детекторов – кремниевые  $p-n$  диоды [8].

Перечисленные детекторы использовались во времяпролетных экспериментах с направленными пучками нейтронов. В экспериментах на спектрометрах по времени замедления в свинце (ФИАН [2, 9], Карлсруэ [10] и Киото [11]), где распределение нейтронов по углу падения на образец изотропно, применялись пропорциональные ионизационные  $\gamma$ -счетчики, заполненные аргоном.

В работе [9] применялись цилиндрические счетчики с длиной рабочей части 110 мм и диаметром катода 10 мм, заполненные смесью газов 95% Ar и 5% CO<sub>2</sub> при давлении 0.66 МПа. Счетчики окружались свинцовым цилиндром с толщиной стенок 1 мм.

В работе [11] применялись счетчики с диаметром катода 12.7 мм и длиной 63 мм, рабочий газ 97% Ar+3% CO<sub>2</sub> при давлении 0.1 МПа;  $\gamma$ -счетчики из работы [10] также работали при давлении газа 0.1 МПа.

В работе [12] в спектрометре СВЗ использовался сцинтилляционный  $\gamma$ -счетчик на основе кристалла CeF<sub>3</sub>, который имеет низкую чувствительность к рассеянным нейтронам и быструю компоненту времени высвечивания (5 и 30 нс). Кристалл размером 2×2 см<sup>2</sup> и толщиной 2 мм просматривался фотоумножителем с кварцевым окном (Philips XR-2020Q). Детектор использовался для относительных измерений энер-

гетического хода сечения захвата. Предполагалось, что спектр  $\gamma$ -лучей каскада не зависит от энергии ( $s$ -нейтроны), поэтому эффективность регистрации не зависит от энергии нейтрона в области от 0.1 эВ до нескольких кэВ, но зависит от материала исследуемой мишени. Подобный тонкий сцинтиллятор имеет низкую эффективность для регистрации  $\gamma$ -лучей каскада с энергиями 1–2 МэВ, но вполне достаточную для регистрации низко-энергетических  $\gamma$ -лучей, завершающих каскад.

### Конструкция и характеристики пропорциональных счетчиков СВЗ-100

Для экспериментов на спектрометре СВЗ-100 (см. рис. 1) были разработаны и изготовлены пропорциональные газовые  $\gamma$ -счетчики на основе технологии [13], разработанной для нейтринных экспериментов (Баксанская нейтринная обсерватория (БНО) ИЯИ РАН). В конструкции крепления компактно размещены два  $\gamma$ -счетчика и счетчик со слоем бора (см. рис. 2).

Конструктивно счётчик оформлен в форме цилиндрического конденсатора с анодом в виде тонкой металлической нити по оси цилиндра. Катод счетчика, на который подается высокое напряжение, представляет собой тонкий (около 200 мкм) слой углерода, нанесенный на внутреннюю поверхность кварцевой трубки с толщиной стенки 1 мм. С целью повышения временного разрешения диаметр катода был уменьшен до 4 мм, а длина рабочей части выбрана равной 40 мм. Анод выполнен в виде вольфрамовой нити диаметром 0.07 мм, натянутой по оси стеклянной трубки. В качестве рабочей выбрана смесь  $\text{Xe} + 5\% \text{CO}_2$  с давлением около 0.1 МПа, что уменьшает примерно в 7 раз фон от  $\gamma$ -квантов и в 16 раз скорость регистрации атомов отдачи по сравнению со счетчиком ФИАНа.

Для увеличения его эффективности  $\gamma$ -счетчик помещался в свинцовый чехол с толщиной стенки 1 мм. Вся конструкция, а также техно-

логические кварцевые трубки, используемые для наполнения счетчика, высоковольтный провод (до 1.6 кВ) с тефлоновой изоляцией и 50-омный провод для съема анодного сигнала, размещалась внутри алюминиевой трубы диаметром 18 мм с толщиной стенки 0.4 мм.

Общая сборка счетчиков (рис.2) присоединена к трубе диаметром 100 мм, внутри которой размещены быстродействующие токовые преусилители (ПУ) и шумоподавляющие RC-фильтры цепи высокого напряжения. Для уменьшения наводок первый каскад содержит аналоговый формирователь (интегратор  $C=15$  пФ). Характеристики ПУ приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики предварительного усилителя

Параметр	Значение
Входное сопротивление	8 Ом
Коэффициент усиления по току	15 – 100
Полоса пропускания секции	200 мГц.
Шум усилителя	4000 е
Нагрузка усилителя	50 Ом.

Сигнал счетчиков с выхода ПУ по кабелю РК-50 длиной ~20 м поступал непосредственно на вход системы регистрации. Система регистрации, сбора и накопления экспериментальных данных была разработана [14] на основе модулей электроники в стандарте КАМАК с программным управлением в среде LINUX.

Основной модуль MADCS (многоstopовый амплитудо-время-цифровой преобразователь на 8 каналов) предназначен для одновременного накопления амплитудных и времяпролетных спектров (в режиме гистограммирования). В основу системы положен принцип непрерывной оцифровки формы импульсов с определением как временных, так и амплитудных значений. Каналы оцифровки сигналов с детекторов построены по одинаковой схеме, в которую входит управляемый усилитель с полосовым фильтром и аналогово-цифровой преобразователь с шагом измерения 10 нс.

Оциллограмма формы сигналов  $\gamma$ -счетчика показана на рис.3. Передний фронт импульса составляет около 25 нс, ширина импульса на половине максимума амплитуды — 60 нсек. Время дрейфа электронов

трека от катода до нити (анода) для газовой смеси Xe+5 % CO<sub>2</sub> оценивается как 70 нс, что согласуется с результатами измерений.

В условиях интенсивных потоков нейтронов в СВЗ недостаточное быстродействие детектора и системы регистрации приводит к перегрузкам и изменению вероятности регистрации событий со временем. Возникающие просчеты скорости счета вызывают искажения формы временного спектра, наиболее заметные в области времени первичного импульса пучка.

Измеренные временные спектры событий захвата и деления в этой области приведены на рис. 4. Измерения проводились при следующих параметрах протонного пучка: энергия — 209 МэВ, длительность импульса тока — 1 и 2 мкс, частота — 50 Гц, ток в импульсе 8–14 мА.

Форма импульса пучка ускорителя, измеренная  $\gamma$ -счетчиком при длительности импульса пучка 2 мкс, согласуется с результатами измерений с помощью камеры деления со слоем <sup>240</sup>Pu и хорошо описывается функцией Гаусса с параметром разброса 0.91 мкс ( $\Delta t = 2.14$  мкс).

Сравнение с данными, полученными с помощью камеры деления (длительность сигналов 30–40 нс) со слоями <sup>240</sup>Pu, <sup>238</sup>U и <sup>246</sup>Cm при длительности импульса пучка 1 мкс, показывает отсутствие заметных перегрузок и просчетов в канале пропорционального счетчика. В то же время просчеты появляются в области максимума пика при измерениях с <sup>240</sup>Pu камерой при повышении длительности импульса от 1 до 2 мкс и, соответственно, загрузки детектора.

Заметим, что для борьбы с перегрузками электроники в экспериментах в ФИАНе, где использовался в качестве  $\gamma$ -счетчика сцинтиляционный детектор CaF<sub>2</sub>, потребовалось запираание фотоумножителя на время первичной вспышки нейтронов и  $\gamma$ -лучей [3]. Для детекторов, разработанных для спектрометра СВЗ-100, в подобной мере защиты нет необходимости.

### Градуировка СВЗ по изолированным ( $n, \gamma$ )-резонансам

Различного типа  $\gamma$ -счетчики широко использовались для градуировки СВЗ по изолированным ( $n, \gamma$ )-резонансам. Целью градуировки является нахождение в общем случае функции отклика или спектра нейтронов  $g(E_0, E - \bar{E}_t)$ , где  $E_0$  — заданная начальная энергия нейтрона,  $\bar{E}_t$  — средняя энергия нейтрона в момент времени замедления  $t$ . Эта функция связывает сечение ядерной реакции  $\sigma(E)$  с временным спектром  $N(t)$  событий взаимодействия (захвата) нейтронов с исследуемым образцом, регистрируемых детектором.

Если время замедления много больше ширины канала  $\Delta t$  временного анализатора и начальной длительности нейтронного импульса, и проведено усреднение по начальному спектру энергии нейтронов, то справедливо соотношение:

$$N(t)\Delta t = C_0 w(t) \cdot \Delta t \int_0^{E_m} \sqrt{E} \sigma(E) g(E - \bar{E}_t) dE = C_0 w(t) \cdot \Delta t \cdot \langle \sigma \sqrt{E} \rangle_t, \quad (3)$$

где  $C_0$  — постоянная, учитывающая число ядер в образце, эффективность регистрации детектора, полный выход первичных нейтронов;  $w(t)$  — плотность нейтронов;  $E_m$  — максимальная энергия;  $\langle \sigma \sqrt{E} \rangle_t$  — приведенное сечение, усредненное по спектру нейтронов при заданном времени замедления.

Если в сечении реакции доминирует узкий изолированный резонанс при энергии нейтрона  $E = E_R$ , т.е.  $\sigma(E) = A_R \sigma(E = E_R)$ , где  $A_R$  — площадь под резонансом, тогда из формулы (3) следует:

$$F(E) \Big|_{t=\bar{E}_t} = N(t)/w(t) = C_0 A_R \sqrt{E_R} \bar{g}_E(E_R - \bar{E}_t) \quad (3a)$$

Таким образом, анализ формы измеренного спектра для изолированных нейтронных резонансов позволяет оценить временную форму линии спектрометра  $g_t(t - t_R)$ , и ее первые моменты. Величина  $t_R$  определяется уравнением  $E_R = \bar{E}(t_R)$ , ее экспериментальные значения для известных резонансов позволяют найти параметры временной зависимо-

сти средней энергии, которая задается соотношением:

$$\bar{E}(t) = K / (t + t_0)^2 \quad (4)$$

Результаты градуировки и основные параметры спектрометров СВЗ TARS [12], RINS [15], СВЗ-50 [16], LANSCE [17] и KULS [18] и приведены в таблице 2. Значения параметров спектрометров лежат в диапазоне:  $K$  — от 161 до 185 кэВ·мкс<sup>2</sup> и  $t_0$  — от 0.3 до 0.9 мкс. Применявшиеся образцы для градуировки СВЗ методом  $(n, \gamma)$ -резонансов приведены в таблице 3.

Таблица 2. Характеристики спектрометров СВЗ:  $E_{in}$  — энергия ускоренных частиц (МэВ),  $(e, p)$  — тип ускоряемых частиц;  $P$  — чистота свинца;  $\Delta E/\bar{E}$  — значение наилучшего энергетического разрешения

Название	$E_{in}$	Масса, т	$P$ , %	$\Delta E/\bar{E}$	$K$ , кэВ·мкс <sup>2</sup>	$t_0$ , мкс
RINS (e)	100	75.0	99.990	0.330	165±3	0.3
KULS (e)	40	40.0	99.900	0.390	175±1	1.7 ± 1
СВЗ-50 (e)	50	50.0	99.990	0.300	181.5	0.9
TARC (p)	2750	334.0	99.990	0.290	172±2	0.37
LANSCE (p)	800	19.5	99.990	0.295	161±1	0.37±0.15
СВЗ -100 (p)	200	100.0	99.990 99.996	0.340	167±2	0.35

В экспериментах, проведенных с помощью СВЗ [12, 15, 17, 18], предполагалось, что функция отклика имеет форму Гаусса с зависящей от энергии дисперсией. Зависимость разрешения спектрометра от энергии аппроксимировалась функцией:

$$\Delta E/E = (a^2 + b/E + cE)^{1/2} \quad (5)$$

Второй момент функции отклика СВЗ  $g(E - \bar{E}_t)$  связан с измеряемой величиной энергетического разрешения  $\Delta E/\bar{E}$  спектрометра, которое определялось по относительной ширине  $(\Delta t/t_R)$  измеренного временного распределения  $N(t - t_R)$  с помощью соотношения  $\Delta E/\bar{E} = 2\Delta t/t_R$ . Результаты измерений также приведены в таблице 3. Погрешности из-

мерения параметров временных спектров  $t_R$ ,  $\Delta t$  и  $\Delta E/E$ , измеренных с помощью спектрометра TARS [12], приведены в таблице 4.

Теория нестационарного замедления нейтронов в бесконечной не-поглощающей среде из свинца [2] предсказывает следующие значения параметров соотношения (5):

$$a = 2.355(8/3A)^{1/2} = 0.266, \quad b = (2.355)^2 kT = 0.14 \text{ эВ.}$$

где  $A$  — атомный вес замедлителя,  $kT$  — его эффективная температура.

Параметр  $c$  определяется временным разрешением спектрометра (длительностью нейтронного импульса, временным разрешением детектора и системы регистрации). Для данных LANSCE [17], которые подтвердили зависимость (5) и где использовались теоретические оценки параметров  $a$  и  $b$ ,  $c = 9.3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^{-1}$ . В области энергии нейтронов от 4.3 до 230 эВ разрешение СВЗ почти постоянно и равно  $0.298 \pm 0.019$ .

Таблица 3. Стандартные образцы, используемые для градуировки спектрометров СВЗ методом  $(n, \gamma)$ -резонансов

мишень	<sup>115</sup> In $b, c$	<sup>181</sup> Ta $a$	<sup>197</sup> Au $a, b, c$	<sup>109</sup> Ag $a$	<sup>99</sup> Tc $a$	<sup>115</sup> In $a$	<sup>181</sup> Ta $b$	<sup>107</sup> Ag $a, b$
$E_R$ , эВ	1.46	4.28	4.91	5.19	5.584	9.07	10.4	16.3
мишень	<sup>111</sup> Cd $b$	<sup>95</sup> Mo $c$	<sup>197</sup> Au $a, b, c$	<sup>59</sup> Co $c$	<sup>65</sup> Cu $b, c$	<sup>55</sup> Mn $a$	<sup>63</sup> Cu $b, c$	<sup>56</sup> Fe $b$
$E_R$ , эВ	27.5	44.9	59	132	230	336	579	1150

$a$  — TARS [12],  $b$  — LANSCE [17],  $c$  — KULS [18].

Таблица 4. Параметры временных спектров, измеренных с помощью спектрометра TARS [12], для выделенных  $(n, \gamma)$ -резонансов

мишень	$E_R$ , эВ	$t_R$ , мкс	$\Delta t$ , мкс	$\Delta E/E$
<sup>181</sup> Ta	4.28	199.5 ± 1	16 ± 2.7	0.378±0.064
<sup>197</sup> Au	4.906	187.1 ± 1	17.5 ± 2.8	0.44±0.07
<sup>109</sup> Ag	5.19	180.7 ± 1	13.1 ± 2.1	0.341±0.055
<sup>99</sup> Tc	5.584	175.2 ± 0.9	14.7 ± 2.8	0.395±0.075
<sup>115</sup> In	9.07	136.9 ± 0.7	8.84 ± 1.1	0.304±0.038
<sup>107</sup> Ag	16.3	102.3 ± 0.6	6.0 ± 0.7	0.276±0.032
<sup>55</sup> Mn	337	22.4 ± 0.3	1.9 ± 0.4	0.40±0.084

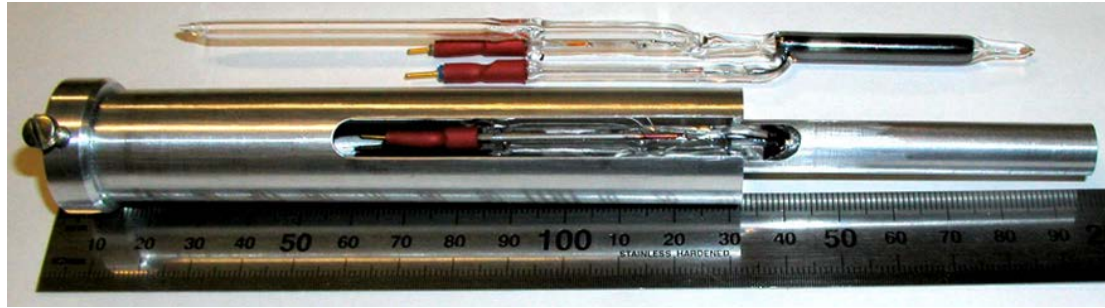


Рис. 1. Пропорциональный счетчик (вверху) и счетчик в алюминиевом чехле



Рис. 2. Сборка трех пропорциональных счетчиков

Общая сборка счетчиков (рис.2) присоединена к трубе диаметром 100 мм, внутри которой размещены быстродействующие токовые предусилители (ПУ) и шумоподавляющие RC-фильтры цепи высокого напряжения. Для уменьшения наводок первый каскад содержит аналоговый формирователь (интегратор  $C=15$  пФ). Характеристики ПУ приведены в табл. 1

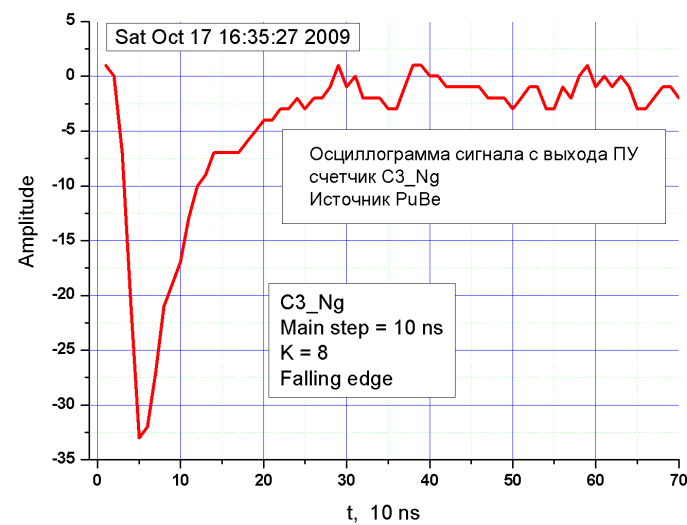


Рис. 3. Осциллограмма формы сигналов пропорционального счетчика

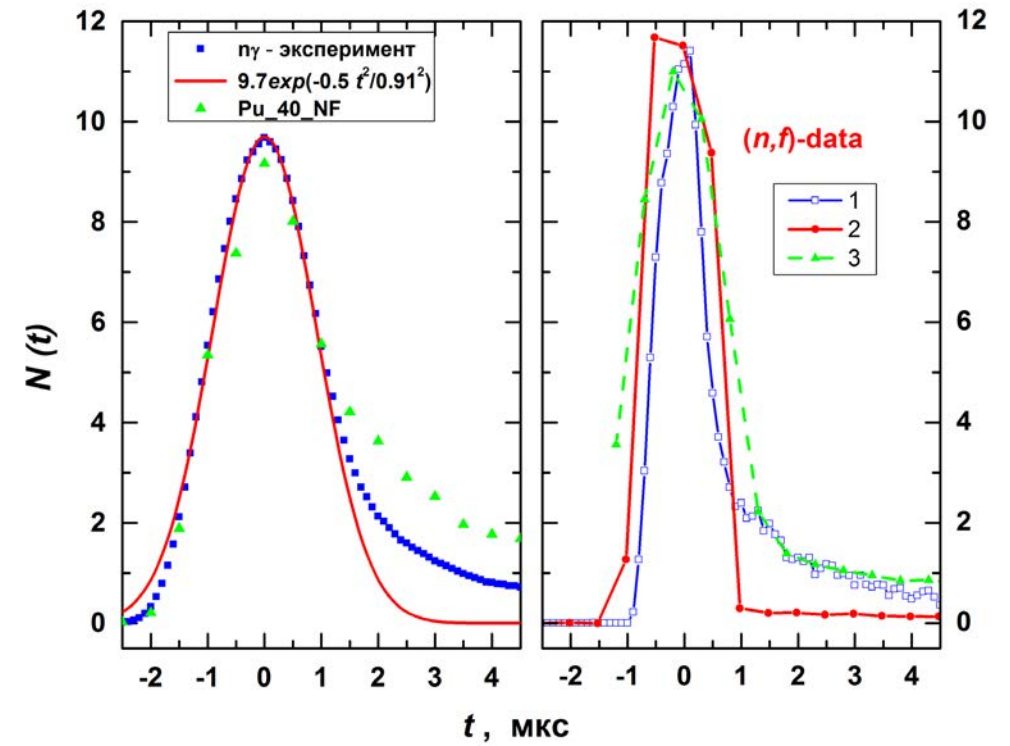


Рис. 4. Временные спектры событий захвата, измеренные пропорциональным счетчиком, и событий деления, измеренные камерой при длительности импульса пучка 1 мкс (справа) и 2 мкс (слева). 1 —  $^{240}\text{Pu}$ , 2 —  $^{238}\text{U}$ , 3 —  $^{246}\text{Cm}$

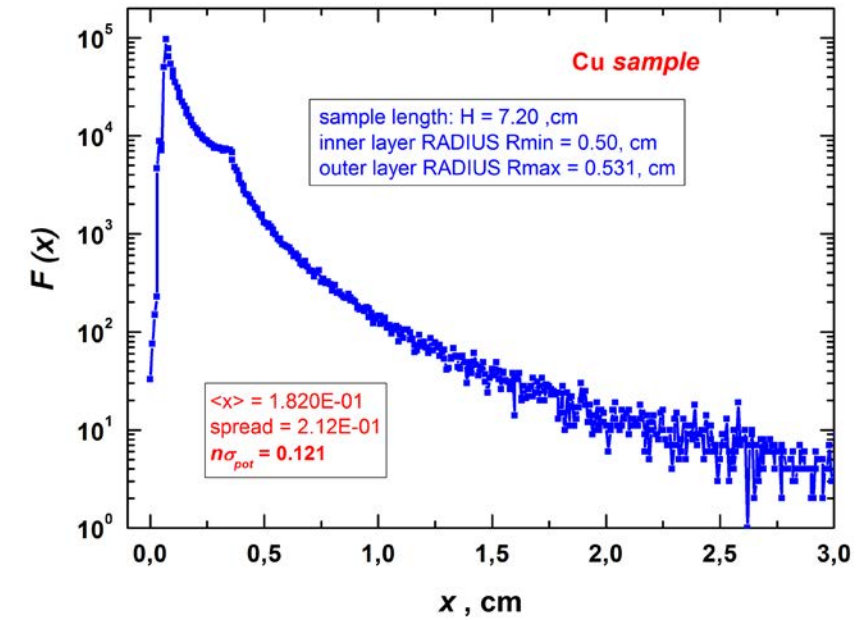


Рис. 5. Результаты моделирования функции распределения  $F(x)$  пути нейтрона  $x$  в цилиндрическом образце меди



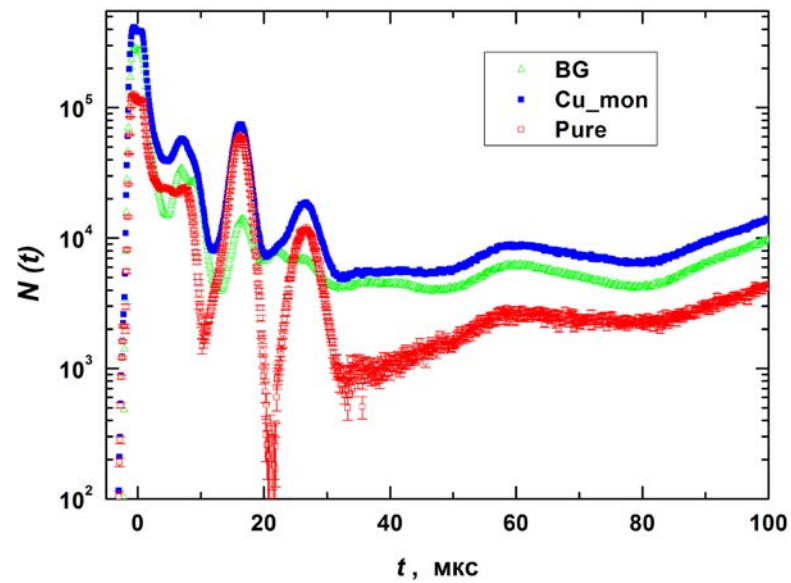


Рис. 6. Спектры  $N(t)$  событий захвата нейтронов в образце меди, измеренные пропорциональным  $\gamma$ -счетчиком при длительности импульса 2 мкс с временным шагом 0.1 мкс; (●) — измерения с образцом, ( $\Delta$ ) — фоновые события, ( $\square$ ) — события захвата в изотопах меди

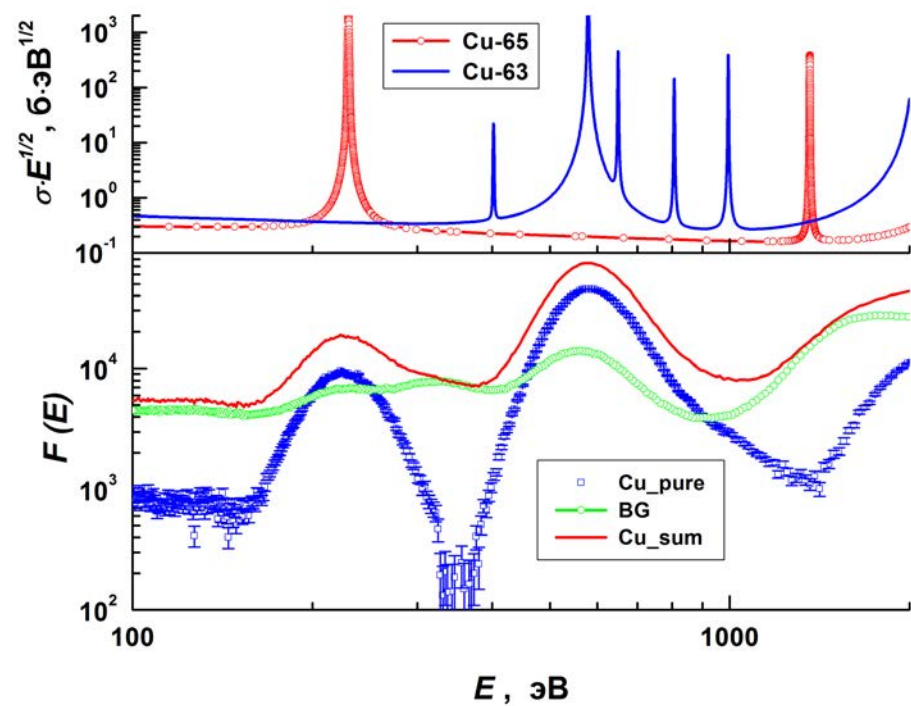


Рис. 7. Форма линии  $F(E)$  для резонансов  $^{65}\text{Cu}$  при энергии 230 эВ и  $^{63}\text{Cu}$  при энергии 597 эВ. Вверху: приведенное сечение захвата вблизи резонанса [22]; внизу: ( $\square$ ) — результаты измерения: толстая линия — измерения с образцом, ( $\circ$ ) — фоновые события, ( $\square$ ) — события захвата в изотопах меди

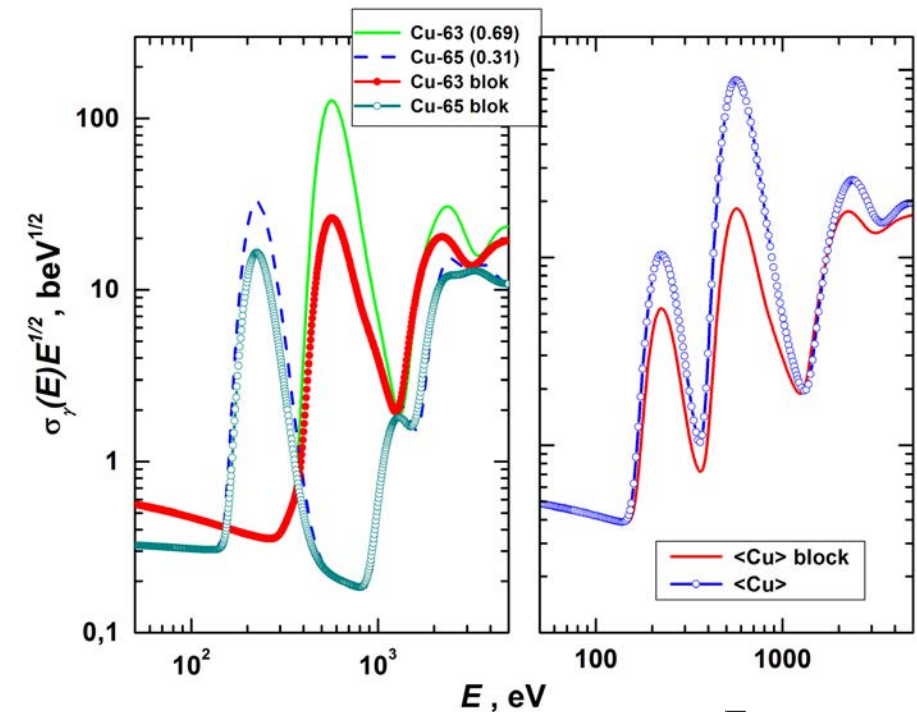


Рис. 8. Зависимость средних приведенных сечений захвата  $\langle\sigma\sqrt{E}\rangle$  и заблокированных сечений  $\langle\sigma^*\sqrt{E}\rangle$  от энергии  $E$  изотопов меди  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  (слева) и натуральной смеси изотопов (справа)

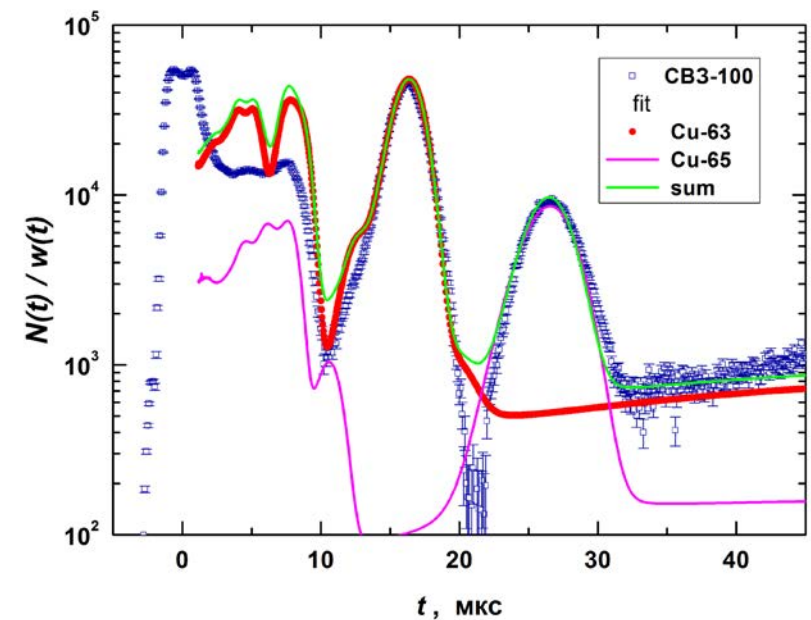


Рис. 9. Зависимость приведенного сечения захвата  $N(t)/w(t)$  от времени замедления  $t$  для резонансов  $^{65}\text{Cu}$  при энергии 230 эВ и  $^{63}\text{Cu}$  при энергии 597 эВ. ( $\square$ ) — результаты измерения; теоретические кривые  $Y_i(t, p)$ : точная линия (●●●) — вклад изотопа  $^{63}\text{Cu}$ , тонкая линия (—) — вклад изотопа  $^{65}\text{Cu}$ , толстая линия (—) — сумма для натуральной смеси изотопов

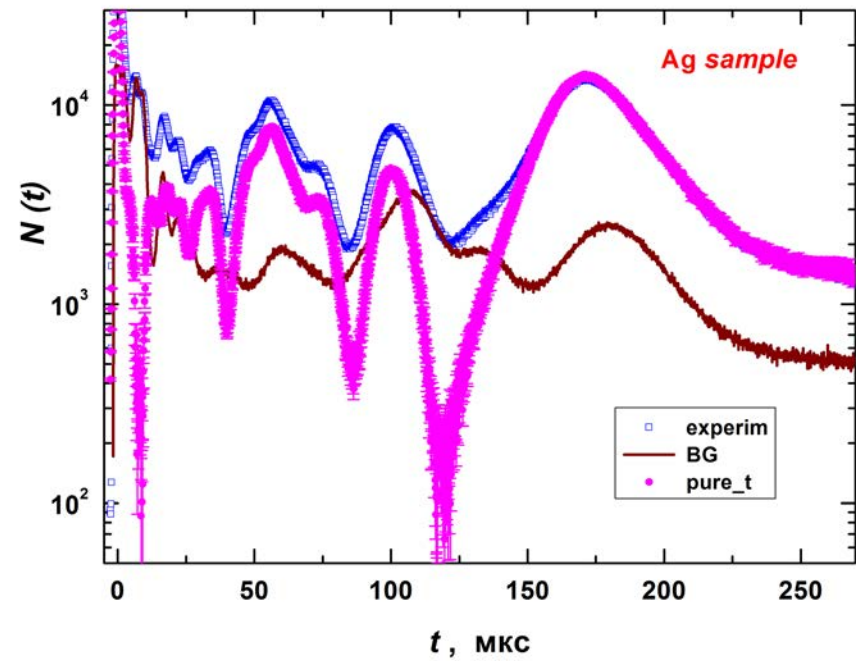


Рис. 10. Спектры  $N(t)$  событий захвата в образце серебра, измеренные при длительности импульса 2 мкс с шагом 0.1 мкс; (—) — фоновые события, (□) — измерения с образцом, (●) — события захвата в изотопах серебра

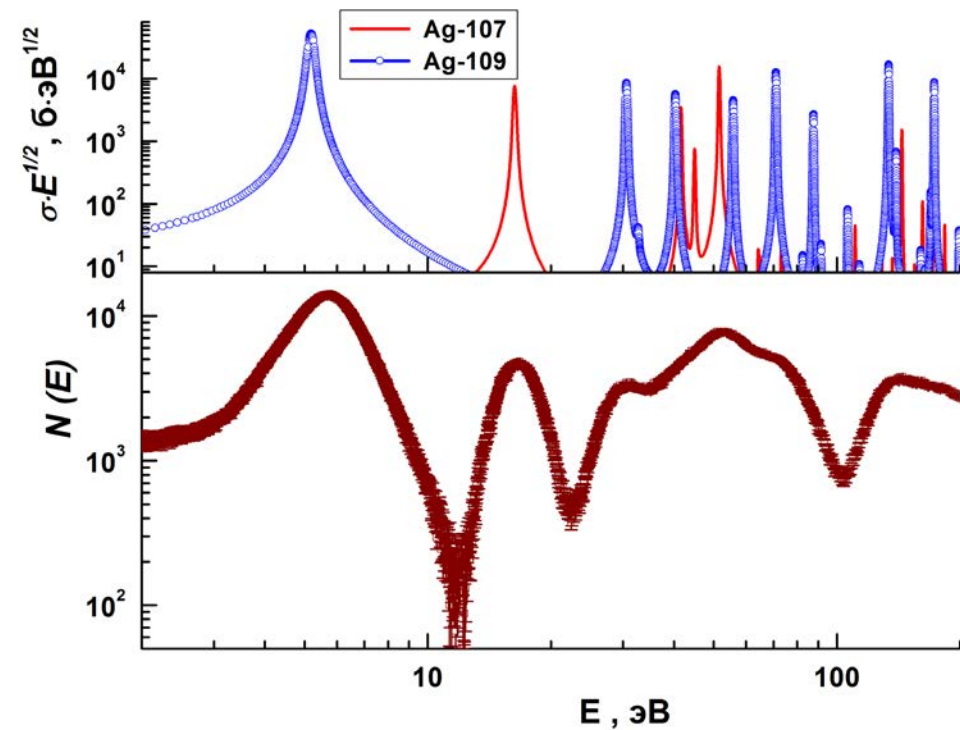


Рис. 11. Результаты измерения спектра событий захвата  $F(E)$  в образце серебра (внизу) и приведенное сечение захвата  $\langle \sigma \sqrt{E} \rangle$  для изотопов  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  (вверху) [22] в области энергии от 2 до 200 эВ

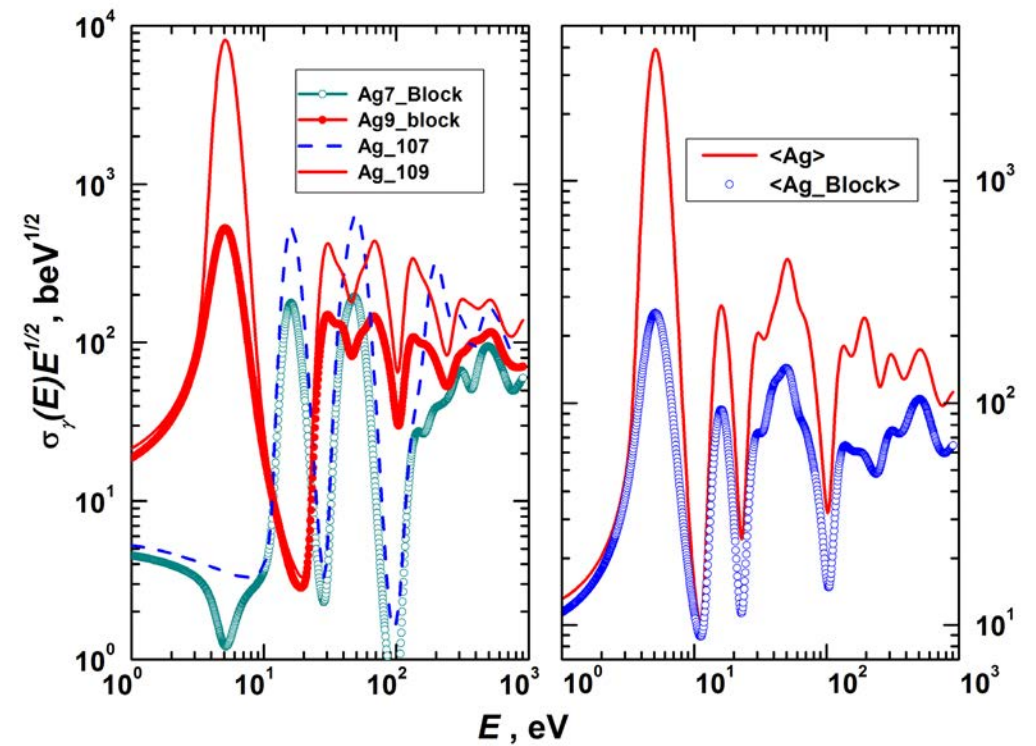


Рис. 12. Зависимость средних приведенных сечений захвата  $\langle \sigma \sqrt{E} \rangle$  и заблокированных сечений  $\langle \sigma^* \sqrt{E} \rangle$  от энергии  $E$  для изотопов серебра  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  (слева) и натуральной смеси изотопов (справа)

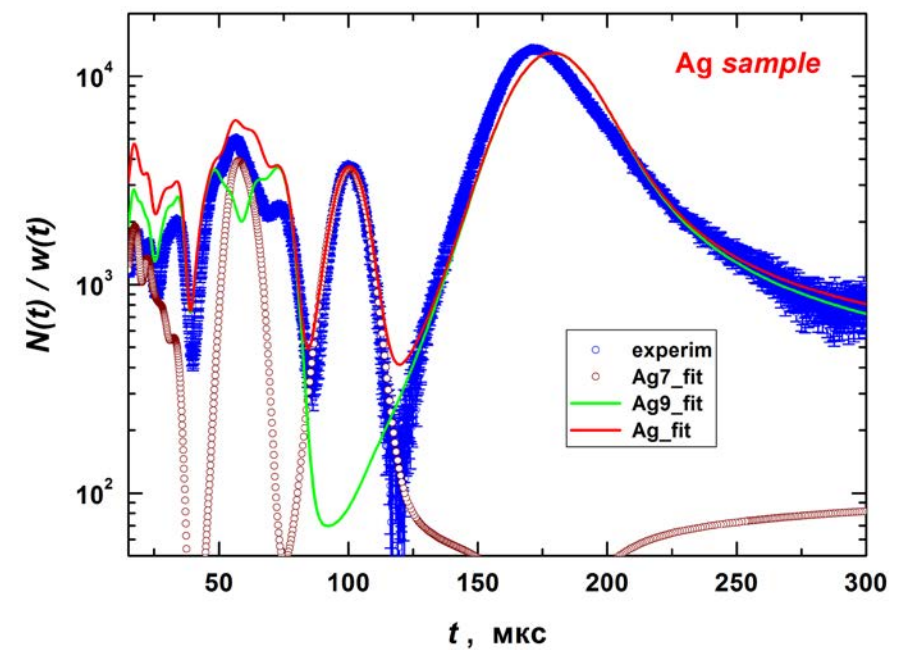


Рис. 13. Зависимость приведенного сечения захвата  $N(t)/w(t)$  от времени задержки  $t$  для серебра. (□) — результаты измерения; теоретические кривые  $Y_k(t, \mathbf{p})$  — (12): точечная линия (○○) — вклад изотопа  $^{107}\text{Ag}$ , линия (—) — вклад изотопа  $^{109}\text{Ag}$ , красная толстая линия (—) — сумма для натуральной смеси изотопов

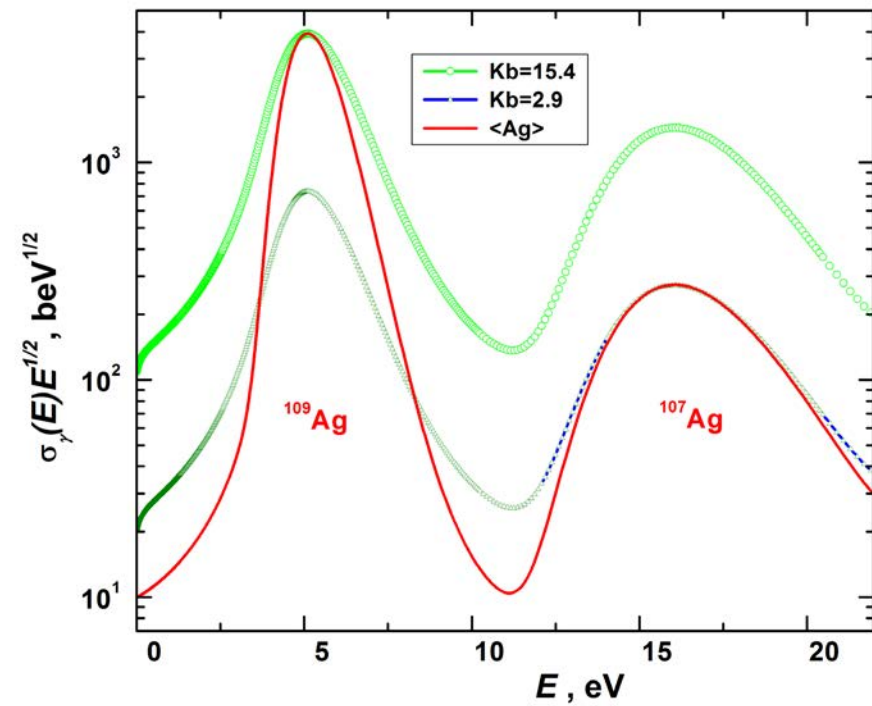


Рис. 14. Теоретическая форма резонансов в среднем сечении захвата для натуральной смеси изотопов серебра. линия (—) — сечение без учета блокировки; нормированное в максимуме сечение сумма с учета блокировки: (—○—) — для резонансов 5.19 эВ (коэффициент блокировки  $Kb=15.4$ ) и 16.3 эВ (—△—,  $Kb=2.9$ )

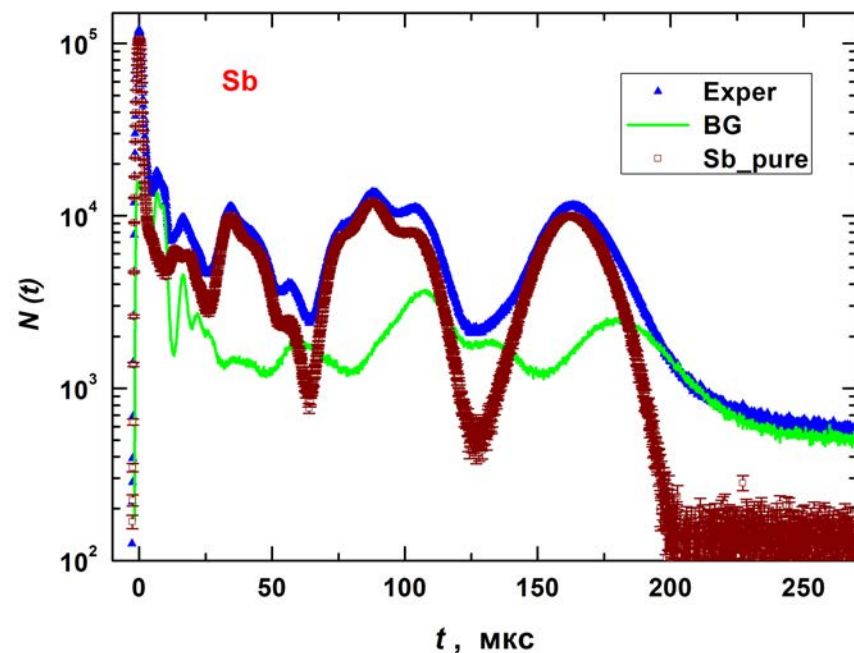


Рис. 15. Спектры  $N(t)$  событий захвата в образце сурьмы, измеренные при длительности импульса 2 мкс с шагом 0.1 мкс; (▲) — измерения с образцом, (—) — фоновые события, (□) — события захвата в изотопах сурьмы

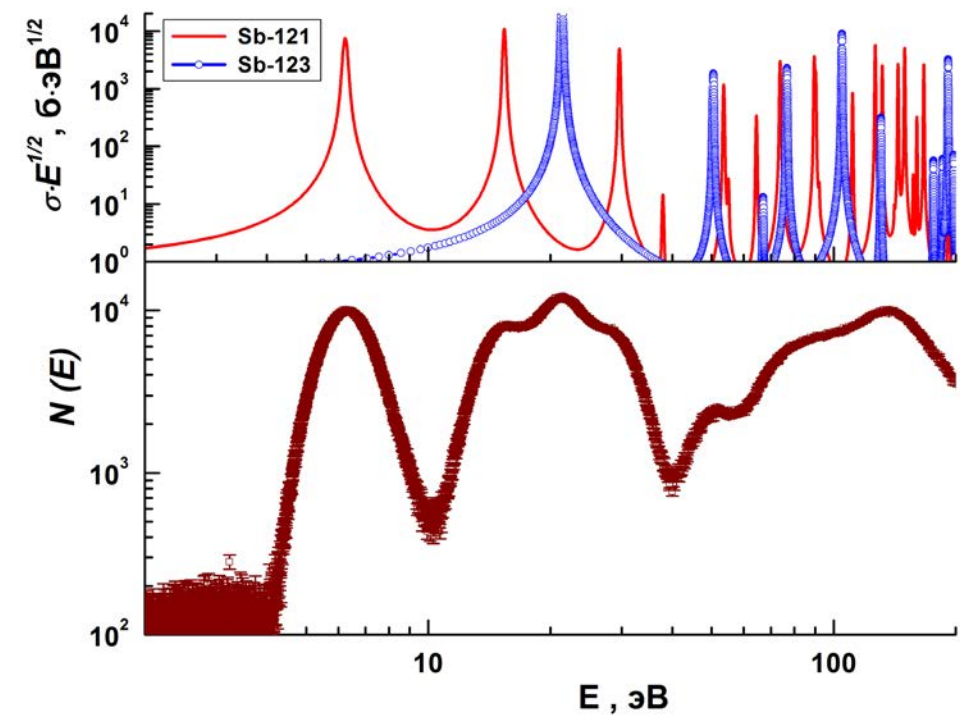


Рис. 16. Результаты измерения спектра событий захвата  $N(E)$  в образце сурьмы (внизу) и приведенное сечение захвата  $\langle\sigma\sqrt{E}\rangle$  для изотопов  $^{121}\text{Sb}$  и  $^{123}\text{Sb}$  (вверху) [22] в области энергии от 2 до 200 эВ

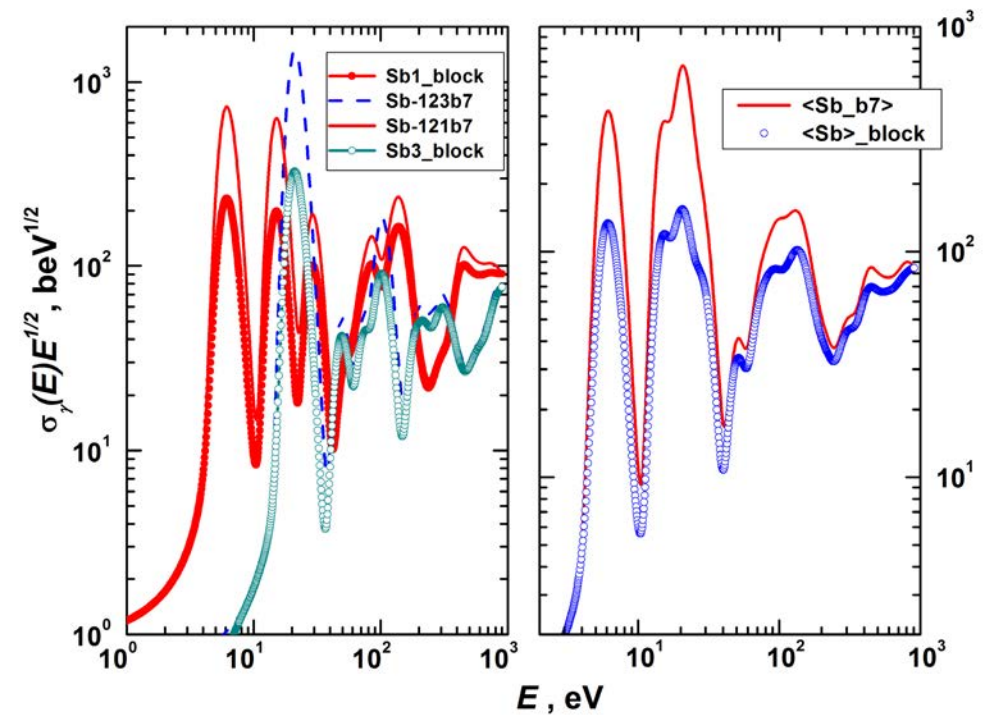


Рис. 17. Средние приведенные сечения захвата  $\langle\sigma\sqrt{E}\rangle$  и заблокированные сечения  $\langle\sigma^*\sqrt{E}\rangle$  для изотопов сурьмы  $^{121}\text{Sb}$ ,  $^{123}\text{Sb}$  (слева) и натуральной смеси (справа)

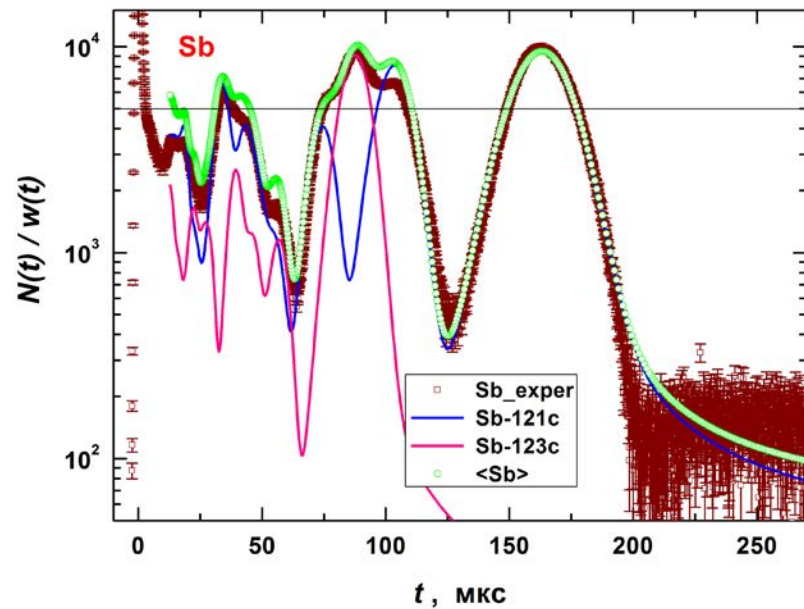


Рис. 18. Зависимость приведенного сечения захвата  $N(t)/w(t)$  от времени замедления  $t$  для сурьмы. (□) — результаты измерения; теоретические кривые  $Y_k(t, p)$  — (12): синяя линия (—) — вклад изотопа  $^{121}\text{Sb}$ , красная линия (—) — вклад изотопа  $^{123}\text{Sb}$ , зеленая линия (—) — сумма для натуральной смеси изотопов

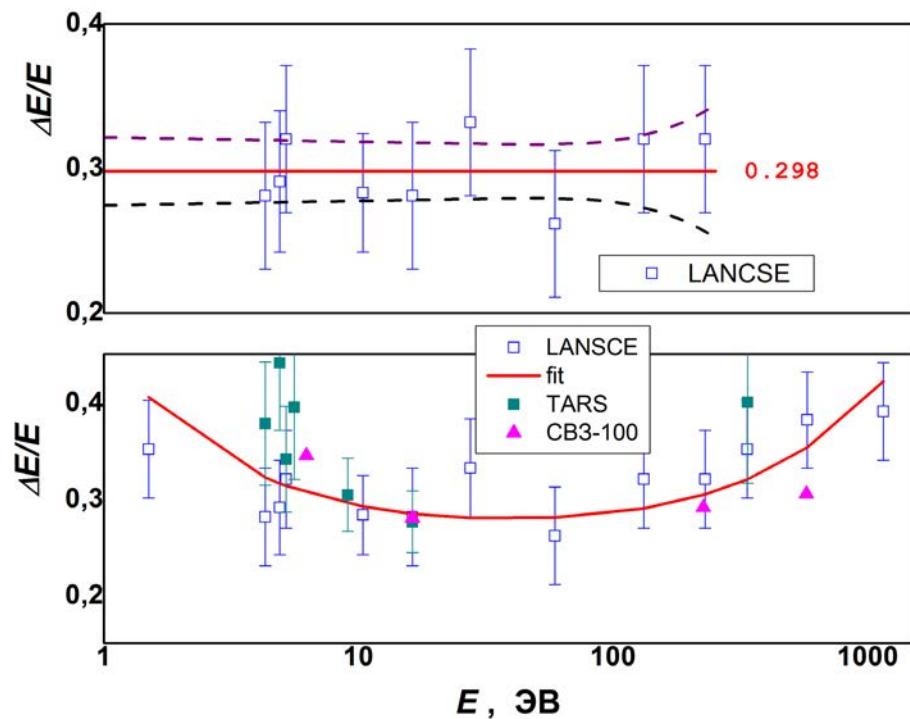


Рис. 19. Энергетическое разрешение  $\Delta E/\bar{E}$  в функции средней энергии нейтронов  $E$ . (□) — данные LANSCE [17]; (■) — данные эксперимента TARS [12]; (▲) — данные эксперимента СВЗ-100. Вверху: линия — среднее значение разрешения на интервале от 4.3 до 230 эВ; штриховые линии — границы погрешности ( $\pm\sigma$ ); внизу: красная линия — расчет по формуле (5)

Данные эксперимента TARS [12] в пределах погрешности не противоречат этой зависимости, как видно на рис. 5, хотя линейные размеры спектрометров отличаются более, чем в 2.5 раза (табл. 2). Экспериментальные значения разрешения  $\Delta E/\bar{E}$  СВЗ TARS на 15% выше оценки, полученной компьютерным моделированием спектрометра с учетом возможных примесей в свинце.

Для описания данных экспериментов на спектрометре RINS [15] первоначально использовались следующие значения параметров соотношения (5):  $a=0.273$ ,  $b=0.13$  эВ,  $c=2.52 \cdot 10^{-5}$  эВ $^{-1}$ . Позднее эти значения были уточнены:  $a=0.289$ ,  $b=0.128$  эВ,  $c=3.05 \cdot 10^{-5}$  эВ $^{-1}$ . Однако реальное разрешение СВЗ RINS было несколько хуже рассчитанного. Анализ формы резонансов в измеренном сечении  $^{238}\text{U}(n, f)$  [15] показал, что оно составляет 33%.

Энергетическое разрешение спектрометра KULS [18] заметно хуже, чем у других СВЗ (см. табл. 2), что возможно связано с чистотой используемого свинца, которая в 10 раз хуже, чем у других спектрометров.

Выражение (3) для числа взаимодействий нейтронов в образце справедливо только для тонких образцов, для которых выполняется правило  $n\sigma_T x \ll 1$ , где объемная плотность ядер в образце,  $x$  — линейный путь нейтрона в образце,  $\sigma_T(E) = \sigma_s(E) + \sigma_c(E)$  — полное сечение для нейтронов с энергией  $E$ ,  $\sigma_s(E)$  — сечение упругого рассеяния,  $\sigma_c(E)$  — сечение захвата. В области сильных резонансов это правило нарушается.

Число  $f_c$  поглощенных нейтронов на один падающий нейтрон на пути  $x$  в случае  $(\sigma_s/\sigma_T) \ll 1$  (многократное рассеяние нейтронов не учитывается) равно:

$$f_c \approx (\sigma_c/\sigma_T) \{1 - \exp(-n\sigma_T x)\}, \quad (6)$$

Соответственно полное число поглощений  $\langle f_c \rangle$  для всего образца равно:

$$\langle f_c \rangle \approx (\sigma_c/\sigma_T) \int F(x) \{1 - \exp(-n\sigma_T x)\} dx, \quad (6a)$$

где  $F(x)$  — функция распределения пути по всем возможным направлениям в образце. Сравнивая это выражение с числом поглощений для тонкого образца, определим коэффициент резонансной блокировки как:

$$\gamma_c(E) = \langle f_c \rangle / n_0 \sigma_c(E) = \sigma_c^*(E) / \sigma_c(E), \quad (7)$$

где  $\sigma_c^*(E)$  — заблокированное сечение захвата.

В общем случае учесть многократное рассеяние и корректно рассчитать величину  $\gamma_c(E)$  для образца, окруженного тяжелым замедлителем, довольно трудно. Поэтому ниже для всех оценок использовалось приближения (6а).

В работе [19] приведены результаты расчетов величин  $\langle f_c \rangle$  для случая образцов различной формы (диск, цилиндр бесконечной длины, сфера конечного радиуса), помещенных в изотропный по направлениям поток нейтронов.

Для сферического образца радиуса  $R$  доля поглощенных нейтронов  $\psi_0(\Sigma_a R) = \langle 1 - \exp(-\Sigma_a R) \rangle$  описывается аналитической формулой:

$$\psi_0(\Sigma_a R) = 1 + (\Sigma_a R)^{-1} \exp(-2\Sigma_a R) - [1 - \exp(-2\Sigma_a R)] \left[ 2(\Sigma_a R)^2 \right]^{-1}, \quad (8)$$

где  $\Sigma_a = n\sigma_T$ . При  $\Sigma_a R \ll 1$  имеем:

$$\psi(\Sigma_a R) \cong (4/3)(\Sigma_a R) = \Sigma_a l. \quad (8a)$$

Здесь  $l$  — средняя длина пробега нейтрона в образце:

$$l = 4V/S, \quad (9)$$

где  $V$  — объем образца,  $S$  — площадь его поверхности. Средняя длина равна:  $l = (4/3)R$  для сферы,  $l = 2\delta$  для диска толщиной  $\delta$  и радиуса  $R \gg \delta$  и  $l = 2R$  для цилиндра радиуса  $R$  и длиной  $H \gg R$ .

Выражение (8) часто используется для оценок поглощения нейтронов в образцах различной формы, используя соотношение (9) для средней толщины образца и  $R = (4/3)l$  [19].

#### 4. Результаты экспериментов на СВЗ-100

Эксперименты проводились на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100 ИЯИ РАН, установленном на пучке протонного ускорителя ИЯИ РАН («Московская мезонная фабрика») [14, 20, 21]. Энергия протонного пучка — 209 МэВ, длительность импульса тока — 1–2 мкс, частота — 50 Гц.  $\gamma$ -счетчики и детекторы нейтронов помещались в измерительные каналы спектрометра на расстояниях от 120 до 170 см от центра генерации нейтронов. Для градуировки СВЗ по изолированным  $(n, \gamma)$ -резонансам использовались образцы, характеристики которых приведены в табл. 5.

Образцы имели форму цилиндрической трубки с внутренним радиусом поверхности  $R_{in}$  и высотой цилиндра  $H$ . Образцы в виде металлической ленты (Cu, Ag) или порошка (Sb) помещены в тонкостенные контейнеры из алюминия.

Таблица 5. Образцы, используемые для для  $(n, \gamma)$  — калибровки СВЗ-100.  $A$  — атомный вес элемента;  $m$  — масса образца (г);  $H$  — высота(мм);  $R_{in}$  — внутренний радиус (мм);  $\rho$  — плотность вещества ( $\text{г/см}^3$ );  $l$  — средняя толщина (мм);  $n_0$  — поверхностная плотность (атом/бн)

образец	$A$	$m$	$H$	$R_{in}$	$\rho$	$l(9)$	$n_0$
Sb	121.8	3.7	62.5	5.95	1.855	1.58	0.00145
Cu	63.55	6.45	72	5	8.961	0.615	0.00522
Ag	107.9	3.26	72	5	10.49	0.270	0.001585

Результаты моделирования функции распределения  $F(x)$  для медного цилиндрического образца, необходимой при расчете величины  $\langle f_c \rangle$ , приведены на рис. 5. Видно, что максимум этого широкого распределения лежит при значении  $x_m = 0.072$  см, среднее значение  $\langle x \rangle$  равно 0.182 см при параметре разброса  $\sigma = 0.212$  см. Расчет по формуле (9) дает значение  $x_{VS} = 0.158$  см.

В таблице 6 приведены средние значения фактора  $\gamma_c(E)$  в области  $(n, \gamma)$ -резонансов меди, серебра и сурьмы, используемых для калибровки СВЗ-100. Данные по сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами этих

элементов взяты из библиотеки ENDF/B-VII.1 [22]. Оценены минимальные  $\gamma_{\min}$  и максимальное  $\gamma_{\max}$  значения в окрестности резонанса, используя приближения (8),  $\langle f_c \rangle = f_c(\langle x \rangle)$  и  $\langle f_c \rangle = \langle f_c(x) \rangle_F$ .

Для всех резонансов эффект блокировки оказывается очень большим. Его оценка на основе приближения (8) является наихудшей и отличается в максимуме резонанса от других в 2–3 раза. На крыльях резонанса эффект небольшой, но здесь появляется заметное расхождение в оценках  $\langle f_c \rangle = f_c(\langle x \rangle)$  и  $\langle f_c \rangle = \langle f_c(x) \rangle_F$ .

**Таблица 6.** Средние значения факторов  $\gamma_{\min}$  и  $\gamma_{\max}$  в области  $(n, \gamma)$ -резонансов, рассчитанные с помощью разных приближений

мишень	$E_R$ , эВ	$\langle x \rangle$ , см	$\gamma_{\min}$			$\gamma_{\max}$		
			(8)	$f_c(\langle x \rangle)$	$\langle f_c(x) \rangle_F$	(8)	$f_c(\langle x \rangle)$	$\langle f_c(x) \rangle_F$
$^{63}\text{Cu}$	579	0.182	0.275	0.100	0.100	0.979	0.939	0.876
$^{65}\text{Cu}$	230		0.859	0.658	0.567	0.979	0.939	0.876
$^{107}\text{Ag}$	16.3	0.0907	0.49	0.19	0.178	0.994	0.983	0.921
$^{109}\text{Ag}$	5.19		0.054	0.0145	0.0145	0.993	0.976	0.904
$^{121}\text{Sb}$	6.24	0.399	0.347	0.155	0.155	0.997	0.989	0.977
$^{123}\text{Sb}$	21.4		0.199	0.0855	0.0855	0.997	0.989	0.973

Ниже приведены результаты измерения и анализа выхода  $\gamma$ -лучей захвата из образцов (естественные смеси изотопов) меди, серебра и сурьмы.

**А. Медь.** Результаты измерения для образца меди (содержание изотопов:  $^{63}\text{Cu}$  – 69.1%,  $^{65}\text{Cu}$  – 30.9%) показаны на рис. 6.

В измеренном спектре  $N(t)$  хорошо выделены два резонанса при  $t = 16.3$  мкс ( $^{63}\text{Cu}$ ,  $E_0 = 579$  эВ) и  $t = 26.5$  мкс, ( $^{65}\text{Cu}$ ,  $E_0 = 230$  эВ). Они доминируют над фоновыми событиями, измеренными в эксперименте с пустым контейнером (без образца).

Измеренный временной спектр  $N(t)$  был преобразован в энергетическую шкалу с помощью выражения (3а) и (4). Полученные энергетические спектры  $F(E)$ , характеризующие форму линии СВЗ, показаны на рис. 7. В верхней половине рисунка дано рекомендованное приведенное

сечение захвата в исследуемой области энергии. Видно, что наблюдаемый резонанс при энергии  $E_0 = 579$  эВ содержит вклады соседних слабых резонансов  $^{63}\text{Cu}$ .

Временная зависимость плотности нейтронов в канале  $w(t)$  находилась из условия наилучшего воспроизведения наблюдаемой структуры сечения деления стандарта  $^{235}\text{U}(n, f)$ , измеренного камерой деления в том же технологическом канале СВЗ, что и  $\gamma$ -счетчики [20]. Сечение деления в изучаемой области энергий нейтронов имеет сложную резонансную структуру и известно с высокой точностью (0.5÷2%) [22]. Анализ экспериментальных спектров  $N(t)$  или  $F(E)$  требует знания зависимости коэффициента резонансной блокировки  $\langle \gamma \rangle \cdot (7)$  для среднего сечения от энергии нейтронов. Результаты расчетов этой зависимости показаны на рис. 8 для изотопов меди  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  (слева) и натуральной смеси изотопов (справа).

В расчетах использованы рекомендованные сечения захвата  $\langle \sigma_c(E) \sqrt{E} \rangle$  из библиотеки ENDF/B-VII.1. При усреднении сечений форма линии СВЗ предполагалась гауссовой с дисперсией, задаваемой (5). Учет резонансной блокировки основан на приближении  $\langle f_c \rangle = \langle f_c(x) \rangle_F$  и функции распределения  $F(x)$ , приведенной на рис. 5. Расчеты подтвердили, что коэффициент блокировки  $\langle \sigma \rangle$  для среднего сечения действительно зависит от энергии нейтронов, он равен 0.51 для резонанса 230 эВ и 0.20 для резонанса 579 эВ.

Результаты анализа измеренной временной функции  $Y(t) = N(t)/w(t)$  в области резонансов  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{63}\text{Cu}$  с учетом поправок на эффект резонансной блокировки представлены на рис. 9.

Полученная функция  $Y(t)$  сравнивалась с теоретической функцией

$$Y_T(t) = C [c_1 \cdot Y_1(t, \mathbf{p}) \cdot U_3 + c_2 \cdot Y_2(t, \mathbf{p}) \cdot U_5], \quad (10)$$

где

$$Y_k(t, \mathbf{p}) = \int G(E, \bar{E}_t | \mathbf{p}) \gamma_k(E) \sigma_k(E) \sqrt{E} dE, \quad (11)$$

$C$  — константа нормировки;  $c_k$  изотопное содержание,  $k$  — индекс изотопа меди ( $1-^{63}\text{Cu}$ ,  $2-^{65}\text{Cu}$ );  $U_k$  — полная энергия  $\gamma$ -каскада для изотопа  $k$ ;  $G(E, \bar{E}_t | \mathbf{p})$  — функция Гаусса с дисперсией, задаваемой формулой (5);  $\mathbf{p}$  — вектор параметров, входящих в соотношения (4) и (5). В формуле (10) учтено свойство (1) эффективности  $\gamma$ -счетчика.

Варьирование параметров  $(C, \mathbf{p})$  позволило воспроизвести наблюдаемую структуру в измеряемом временном диапазоне. В результате оптимизации параметров получены следующие значения параметров средней энергии нейтронов  $\bar{E}(t)$  (4):  $K=167$  кэВ·мкс<sup>2</sup>,  $t_0=0.67$  мкс и функции разрешения (5):  $a=0.28$ ,  $b=0.155$  эВ,  $c=2.5 \cdot 10^{-5}$  эВ<sup>-1</sup>. Таким образом, разрешение СВЗ-100 равно 0.291 при энергии  $E=226$  эВ и 0.305 при  $E=574$  эВ.

Подобная процедура анализа позволила провести градуировку спектрометра. Константа  $C$  подбиралась отдельно для каждого резонанса. Ее погрешность, определенная из разброса оптимальных значений  $C_k$ , равна 11 %, т.е. с такой точностью выполняется свойство линейности эффективности  $\gamma$ -счетчика от энергии  $\gamma$ -лучей.

Если экспериментальный спектр хорошо воспроизводится расчетом в области времени  $t > 10$  мкс, то в нижней части спектра наблюдаются серьезные расхождения в описании. Возможно это связано с перегрузками  $\gamma$ -счетчика в области протонного импульса.

**Б. Серебро.** На рис. 10 приведен спектры  $N(t)$  событий захвата в образце серебра (табл. 5), измеренные при длительности импульса 2 мкс. Образец помещался в канале №1 спектрометра на расстояниях 170 см от центра генерации нейтронов. Резонансная структура в спектре хорошо выделяется над уровнем фона, измеренным в опыте с пустым контейнером. Наблюдаемая структура формируется резонансами в сечении захвата изотопами  $^{107}\text{Ag}$  (содержание изотопа  $c_1=0.5184$ , полная энергия  $\gamma$ -каскада  $U_1=7270$  кэВ) и  $^{109}\text{Ag}$  ( $c_2=0.4816$ , полная энергия  $U_2=6809$  кэВ).

Особенно хорошо проявляются в наблюдаемом спектре, как видно на рис. 11, нижние резонансы для изотопов  $^{107}\text{Ag}$  ( $E_0=16.3$  эВ) и  $^{109}\text{Ag}$  ( $E=5.19$  эВ). Эти резонансы использовались для градуировки других спектрометров СВЗ (табл. 3).

Резонансная блокировка особенно сильно проявляется для первого резонанса  $^{109}\text{Ag}$ , где фактор  $\gamma_{\min}$  равен 0.0145 (табл. 6). Форма функции распределения  $F(x)$  для образца серебра, необходимой при расчете величины  $\langle f_c \rangle$ , подобна виду функции для меди (рис. 5) со средним значением  $\langle x \rangle = 0.907$  мм и параметром разброса  $\sigma = 1.29$  мм.

Результаты расчетов среднего приведенного сечения захвата для изотопов серебра и натуральной смеси с учетом резонансной блокировки показаны на рис. 12. Сечения усреднены по функции разрешения спектрометра.

Расчеты подтвердили сильную блокировку в среднем сечении для нижнего резонанса и зависимость коэффициента блокировки  $\langle \gamma \rangle$  от энергии нейтронов:  $\langle \gamma \rangle = 0.0648$  для резонанса 5.19 эВ и 0.343 для резонанса 16.3 эВ.

Результаты анализа измеренной временной функции  $Y(t)=N(t)/w(t)$  в области резонансов  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  с учетом поправок на эффект резонансной блокировки представлены на рис. 13.

В результате оптимизации параметров  $(C, \mathbf{p})$  теоретической функции  $Y(t)$  удается воспроизвести, в целом, наблюдаемую структуру в измеряемом диапазоне времени замедления.

Получены следующие значения параметров средней энергии нейтронов  $\bar{E}(t)$  (4):  $K=164$  кэВ·мкс<sup>2</sup>,  $t_0=0.65$  мкс и функции разрешения (5):  $a=0.28$ ,  $b=0.155$  эВ,  $c=2.5 \cdot 10^{-5}$  эВ<sup>-1</sup>.

Эти параметры соответствуют разрешению СВЗ-100  $\Delta E/E=0.30$  при энергии  $E=16.3$  эВ и 0.34 для резонанса 5.19 эВ. Резонансная блокировка существенно уширяет нижний резонанс (рис. 14), в результате разрешение ухудшается до 0.48. Форма резонанса при энергии 16.3 эВ в

результате учета блокировки меняется заметно лишь на “хвостах” резонанса. Этот факт подтверждается на эксперименте, в котором наблюдаются значения на этих линиях соответственно  $\Delta E/\bar{E}=0.276$  и  $0.474$ .

Таким образом, для калибровки спектрометра СВЗ можно использовать резонанс  $^{109}\text{Ag}$  при энергии  $5.19$  эВ только в случае тонких образцов, когда коэффициент блокировки не превышает  $5$ .

Константа  $C$  подбиралась отдельно для каждого резонанса. Ее погрешность составляет только  $25\%$ , что, по-видимому, определяется точностью оценки фактора резонансной блокировки для резонанса  $5.19$  эВ.

Следует отметить расхождение в описании спектра в области времени  $t < 75$  мкс, хотя особенности структуры воспроизводятся.

**В. Сурьма.** На рис. 15 приведен спектры  $N(t)$  событий захвата в образце сурьмы (табл. 5), измеренные при длительности импульса  $2$  мкс. Образец помещался в канале №2 спектрометра на расстояниях  $120$  см от центра генерации нейтронов. Резонансная структура в спектре хорошо выделяется над уровнем фона, измеренным в опыте с пустым контейнером. Наблюдаемая структура формируется резонансами в сечении захвата изотопами  $^{121}\text{Sb}$  ( $c_1=0.5736$ , полная энергия  $\gamma$ -каскада  $U_1=6807$  кэВ) и  $^{123}\text{Sb}$  ( $c_2=0.4264$ , полная энергия  $U_2=6467$  кэВ). В измеренном спектре наиболее ярко проявляется резонанс  $^{121}\text{Sb}$  при энергии  $6.24$  эВ ( $t=165$  мкс).

Другие резонансы  $^{121}\text{Sb}$  и  $^{123}\text{Sb}$  формируют сложную структуру при времени замедления  $t \geq 105$  мкс. Широкий пик в спектре в области энергии от  $15$  до  $40$  эВ, как видно на рис. 16, формируется тремя резонансами.

Плотность вещества в образце сурьмы в  $6$  раз меньше по сравнению с образцом серебра, поэтому резонансная блокировка проявляется заметно слабее. Она наибольшая для резонанса  $^{123}\text{Sb}$  ( $21.4$  эВ), где величина пропускания  $\gamma_{\min}$  равна  $0.0855$  (табл. 6). Форма функции распределения  $F(x)$  длины пути в образце сурьмы подобна виду функции

для меди (рис. 5) и серебра со средним значением  $\langle x \rangle = 3.99$  мм и параметром разброса  $\sigma = 3.62$  мм.

Результаты расчетов среднего приведенного сечения захвата для изотопов сурьмы и натуральной смеси с учетом резонансной блокировки показаны на рис. 17. Сечения усреднены по функции разрешения спектрометра.

Расчеты показали, что блокировка в среднем сечении сравнительно невелика:  $\langle \gamma \rangle = 0.323$  для резонанса  $^{121}\text{Sb}$  при энергии  $6.24$  эВ. Поэтому форма резонанса и его ширина при учете блокировки практически не меняется. Результаты анализа измеренной временной функции  $Y(t)=N(t)/w(t)$  в области резонансов  $^{121}\text{Sb}$  и  $^{123}\text{Sb}$  с учетом поправок на эффект резонансной блокировки представлены на рис. 18.

Наблюдаемые структуры в измеренном распределении достаточно хорошо воспроизводятся с помощью теоретических функций (10), (11).

В результате оптимизации получены следующие значения параметров средней энергии нейтронов  $\bar{E}(t)$  (4):  $K=164$  кэВ·мкс<sup>2</sup>,  $t_0=0.65$  мкс и функции разрешения (5):  $a=0.30$ ,  $b=0.155$  эВ,  $c=2.5 \cdot 10^{-5}$  эВ<sup>-1</sup>.

Эти параметры соответствуют разрешению СВЗ-100  $\Delta E/E=0.34$  при энергии  $6.24$  эВ, что согласуется с экспериментальным значением  $0.345$  для этого резонанса.

Крутизна перепадов в экспериментальном спектре свидетельствует, что приведенные параметры позволяют описать функцию разрешения СВЗ-100 в интервале времени замедления выше  $20$  мкс. Константа  $C$ , определенная из разброса оптимальных значений  $C_k(10)$ , подтверждает свойство линейности эффективности  $\gamma$ -счетчика (1) от энергии с точностью  $3\%$ .

## 5. Заключение

Проведенные эксперименты подтвердили работоспособность разработанных пропорциональных  $\gamma$ -счетчиков и возможность их применения



в исследованиях радиационного захвата нейтронов на спектрометре СВЗ-100 ИЯИ РАН. Для этих счетчиков с погрешностью 13 % выполняется свойство линейности эффективности от энергии  $\gamma$ -лучей, т.е. они соответствуют классу детекторов Моксона-Рэя.

$\gamma$ -счетчики позволили провести градуировку СВЗ по изолированным ( $n, \gamma$ )-резонансам для изотопов меди, серебра и сурьмы. В результате получены параметры средней энергии нейтронов  $E(t)$  и функции разрешения спектрометра. Среднее значение энергетического разрешения СВЗ-100  $\Delta E/\bar{E}$  равно 0.30 в области энергии от 10 до 500 эВ (рис. 19).

Сравнение с другими спектрометрами СВЗ LANSCE [17], TARS [12], RINS [15] показывает, что СВЗ-100 по энергетическому разрешению не уступает лучшим из них.

Анализ временных спектров событий захвата в образцах меди, серебра и сурьмы показал необходимость корректного учета резонансной блокировки для сильных резонансов, которая наиболее ярко проявилась в случае резонанса серебра 5.19 эВ существенно изменив его наблюдаемую форму и увеличив его ширину.

#### Список литературы

1. Bergman A.A., Isakov A.I., Murin I.D., et al. // Proc. 1<sup>st</sup> Int. Conf. Peaceful Uses At. Energy. **4**, 135 (1955).
2. Исаков А.И., Казарновский М.В., Медведев Ю.А., Метелкин Е.В. Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения. М.: Наука, 1984.
3. Попов Ю.П. Спектрометрия нейтронов по времени замедления в свинце. ЭЧАЯ. 1995. Т.26, вып. 6. С. 1503-1523.
4. Moxon M.C., Rae E.R. // Nucl. Instr. Meth., **24**, 445, 1963.
5. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. // Nucl. Phys., **43**, 353, 1963.
6. Weigmann H., Carraro G., Bockhoff K.H. // Nucl. Instr. Meth., **50**, 265, 1967.
7. Попов Ю.П., Стэмминский М. // ПТЭ, **2**, 95, 1967.
8. M.S. Moore and G.A. Keyworth. // Phys.Rev., **3**, 1656 (1971).
9. Ф.Л. Шаниро. Исследования по нейтронной физике // Труды ФИАН. М.: Наука, 1964. Т.24. С. 3.
10. J.C. Chou, H. Werle // JNE, **27**, 811, 1973(11).
11. Kobayashi K., Yamamoto S.S., Cho H.J. and Fujita Y. // J. Nucl. Sci. Tech. Vol. 39, No. 2, p. 111–119 (2002).
12. Abánades A., Aleixandre J., Andriamonje S. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. V. A478 (2002) 577–730.
13. Danshin S., Kopylov A., Yants V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., v. A349 (1994) 466-472.
14. Берлев А.И. Препринт ИЯИ РАН-1189/2007, 2007.
15. H.T. Maguire Jr; C.R.S. Stopa, R.C. Block, et al. Nucl. Sci. Eng. **89** (1985) 293.

16. Герасимов В.Ф., Даничев В.В., Дементьев В.Н. и др. Нейтронная физика. Материалы I Международной конференции по нейтронной физике, Киев, 14-18 сентября 1987 г. ЦНИАтоминформ. М., 1988. Т. 3. С. 84.
17. D. Rochman, R. Haight, J. O'Donnell et al., 2005, v. A550, p. 397–413.
18. Hirose K., Ohtsuki T., Shibasaki Y. et. al. J. Nucl. Sci. Techn., v. 49, no. 11, p. 1057–1066 (2012).
19. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика, пер. с англ., М.: Атомиздат, 1968
20. Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И. и др. // Ядерная физика, 2010, т. 73, №9, с. 1533 –1544.
21. Алексеев А., Бергман А.А., Берлев А.И., Контелов Э.А. Препринт ИЯИ РАН-1325/2012, 2012.
22. Chadwick M.B., Herman M., Oblozinsky P., et al. // Nuclear Data Sheets, 112(12):2887-2996 (2011).