

# ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ПРИМЕСЕЙ В ИСТОЧНИКЕ $^{51}\text{Cr}$ ПО ФОТОННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BEST

© 2023 г. В. Н. Гаврин<sup>1)</sup>, В. В. Горбачёв<sup>1)\*</sup>, Т. В. Ибрагимова<sup>1)</sup>, А. А. Шихин<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 19.12.2022 г.; после доработки 12.01.2023 г.; принята к публикации 13.01.2023 г.

В работе представлены результаты определения примесей, содержащихся в искусственном источнике нейтрино в эксперименте BEST. Источник  $^{51}\text{Cr}$  активностью 3.6 МКи был получен облучением обогащенного хрома тепловыми нейтронами в ядерном реакторе. Количество примесей оценивалось по линиям в спектре фотонов от источника. Показано, что вклад радиоактивных изотопов от примесей в тепловыделение источника пренебрежимо мал по сравнению с тепловыделением  $^{51}\text{Cr}$ . Показана высокая чистота материала, из которого изготовлен источник. Проведены оценки сечений захвата нейтронов рядом элементов.

DOI: 10.31857/S0044002723030108, EDN: RLAEVK

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В эксперименте BEST с искусственным источником нейтрино исследовалась возможность существования стерильных состояний нейтрино [1, 2]. Эксперимент проводился в лаборатории Галлий-германиевого телескопа Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. Для проведения эксперимента BEST в научно-исследовательском институте атомных реакторов (НИИАР, г. Димитровград Ульяновской области) был изготовлен компактный искусственный источник монохроматических нейтрино на основе изотопа  $^{51}\text{Cr}$  активностью 3.6 МКи [3]. Источник помещался в центр мишени из 50 т жидкого металлического галлия, разделенной на две зоны — внутреннюю и внешнюю — с примерно равной толщиной галлия в каждой зоне. В такой геометрии нейтрино проходят разные расстояния от точки рождения в источнике до взаимодействия в двух зонах. Поэтому если существуют стерильные состояния, в которые электронные нейтрино от источника переходят через осцилляции с короткой базой ( $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ ), то скорости взаимодействия нейтрино с галлием в двух зонах будут различными, либо будет наблюдаться подавление скорости взаимодействия в обеих зонах.

В настоящей работе мы описываем результаты измерений спектров фотонов от источника, определение фотонных линий в спектрах и идентификацию радиоактивных элементов, с которыми эти линии связаны.

Определение радиоактивных примесей является частью работ по измерению активности источника,

неопределенность которой существенно влияет на ошибку эксперимента BEST в целом.

Основной метод измерения активности источника — калориметрический, основанный на измерении его тепловыделения. В источнике активностью 3 МКи выделяется около 650 Вт тепла [3, 4], т.е. энергии, которая не уносится нейтрино. Тепло от распада элементов радиоактивных примесей вносит ошибку в калориметрическое измерение активности источника.

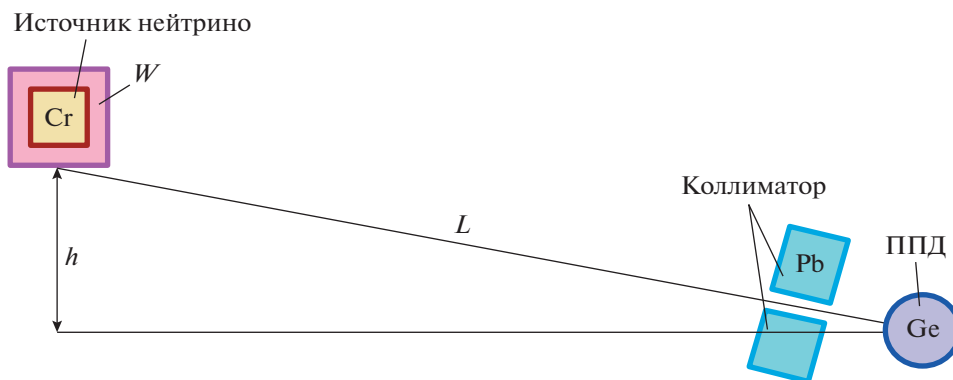
Другой метод измерения активности связан с измерением спектра внутреннего тормозного излучения (ВТИ)  $^{51}\text{Cr}$  [5]. ВТИ имеет непрерывный спектр от 0 до 750 кэВ и суммарную интенсивность порядка  $5 \times 10^{-4}$  фотонов/распад [6]. Фотоны разных энергий с разной вероятностью выходят из источника и по-разному регистрируются в детекторе. Зная спектр ВТИ в источнике, можно по форме измеренного спектра вычислить активности разных частей источника и, соответственно, источника в целом. При этом каждая фотонная линия от радиоактивных примесей влияет на форму регистрируемого спектра в области меньших энергий из-за неполного поглощения взаимодействующих с веществом защиты источника и детектора фотонов.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОНОВ

Измерения спектров фотонов от источника проводились после каждого облучения источником галлиевой мишени. С 5 июля 2019 г. в эксперименте BEST было выполнено 10 облучений. По окончании каждого облучения длительностью 9 сут в течение 1 сут проводились процедуры извлечения

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

\*E-mail: vvgor\_gfb1@mail.ru



**Рис. 1.** Схема измерений спектров фотонов от источника. Расстояние от внешней стенки свинцового коллиматора до германиевого кристалла полупроводникового детектора (ППД) 35 см;  $h = 117$  см;  $L = 22$  м.

атомов  $^{71}\text{Ge}$ , образующихся в результате взаимодействия нейтрино с галлием мишени. В это же время проводились измерения спектров фотонов от источника и калориметрические измерения тепловыделения.

Всего было выполнено 16 измерений спектров в различных условиях. Изменение условий означает либо поворот источника около вертикальной оси, либо удаление коллиматора для регистрации фотонов всей поверхностью детектора со стороны излучающего источника. Длительность измерений составляла около 1 ч при скорости счета детектора  $30\text{--}50\text{ с}^{-1}$ . Измерения с поворотом источника около вертикальной оси применялись для определения активности источника по форме ВТИ [5].

### 3. ГЕОМЕТРИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

В источнике  $^{51}\text{Cr}$  фотоны рождаются в результате двух разных процессов: во-первых, в 10% распадов излучаются фотоны с энергией 320 кэВ, когда ядро  $^{51}\text{Cr}$  распадается с предварительным переходом на возбужденный уровень; и, во-вторых, с вероятностью около  $5 \times 10^{-4}$  рождаются фотоны ВТИ с непрерывным спектром до 750 кэВ. Подавляющая часть фотонов поглощается в защитной оболочке источника, и интенсивность фотонов вне оболочки от источника активностью 3 МКи составляла порядка  $5 \times 10^{10}\text{ с}^{-1}$ . Для измерений спектров использовался германиевый полупроводниковый детектор (ППД), который без искажений разрешения регистрирует импульсы порядка  $10^2$  в секунду. Источник располагался в 22 м от ППД, излучение от источника попадало в кристалл детектора через отверстие в свинцовом коллиматоре (рис. 1). Коллиматор толщиной 10 см, во-первых, ограничивал скорость счета ППД, во-вторых, фотоны одинаковых энергий, попадая в область кристалла ППД, ограниченную отверстием коллиматора, регистрировались с одинаковой

вероятностью. И, в-третьих, применение коллиматора является условием, позволяющим определить активности разных частей источника [5]. Использовались коллиматоры с отверстиями от 3 до 10 мм в диаметре, которые менялись по мере уменьшения активности источника ( $T_{1/2} (^{51}\text{Cr}) = 27.7$  сут).

### 4. ИСТОЧНИК И ЕГО ЗАЩИТА

Хромовый источник — это сборная герметичная цилиндрическая конструкция, состоящая из непосредственно источника  $^{51}\text{Cr}$  и элементов его защиты. Центральная часть состоит из 26 хромовых дисков (дисковых колец) толщиной около 4 мм, общей высотой 10.7 см, по 13 дисков с диаметрами (внешний диаметр  $\times$  диаметр внутреннего отверстия)  $\varnothing 88 \times 22$  мм и  $\varnothing 84 \times 6$  мм, чередующихся по высоте. Диски, спрессованные из хрома плотностью  $6.62\text{ г/см}^3$ , обогащенного до 96.5% по изотопу  $^{50}\text{Cr}$ , общей массой 4007.5 г, облучались в ядерном реакторе тепловыми нейтронами. Хромовые диски помещены в стальной стакан с толщиной стенки 3 мм, который помещен в биологическую защиту из вольфрамового сплава (W — 95%, Ni — 3%, Cu — 2%,  $\rho = 17.6\text{ г/см}^3$ ) толщиной 2.8 см, который, в свою очередь, помещен в стальной стакан с толщиной стенки 2.5 мм.

Таким образом, фотон, рожденный в источнике, перед тем как зарегистрироваться в ППД, проходит через вещество самого хрома, защитных оболочек, а также воздушного слоя толщиной 22 м.

Во время измерений источник устанавливался на горизонтальную площадку, находившуюся на высоте 117 см относительно горизонтальной плоскости, проходящей через горизонтальную ось кристалла ППД.

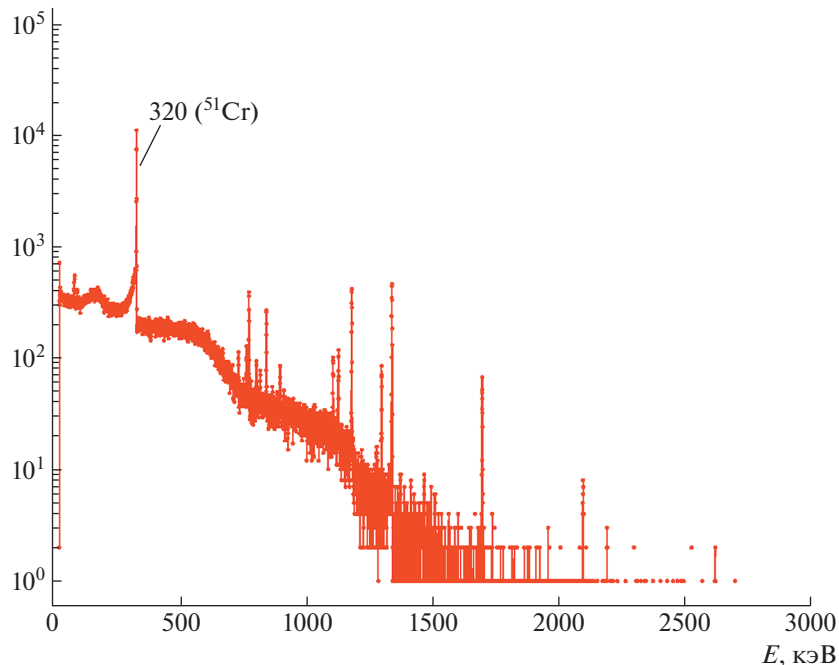


Рис. 2. Спектр фотонов от источника.

## 5. ГЕРМАНИЕВЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР

Для измерений использовался германиевый ППД с цилиндрическим кристаллом, ось которого направлена горизонтально, перпендикулярно направлению на источник. Размер кристалла  $\varnothing 5.36 \times 4.95$  см. ППД со всех сторон окружен пассивной защитой из свинцовых кирпичей толщиной 20 см. Шкала АЦП (8092 канала) выставлена для измерений фотонов с энергией до 3 МэВ. Скорость счета фотонов в отсутствие источника составляет около  $1.5 \text{ с}^{-1}$  по всему спектру. Энергетическая разметка шкалы ППД производилась по измерениям фотонных линий от стандартных источников ОСГИ ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  и др.), а также фотонных линий в измерениях фона. Энергетическая шкала с хорошей точностью линейна во всем диапазоне измеряемых энергий. Разрешение ППД  $R = 0.13\%$  на линии 1.46 МэВ (примерно 0.16% на линии 1 МэВ) заметно не ухудшается при скоростях счета до 100–200 событий в секунду.

## 6. ИЗМЕРЕННЫЕ СПЕКТРЫ ФОТОНОВ

На рис. 2 приведен спектр фотонов от источника, полученный в измерениях, когда кристалл ППД не был защищен коллиматором.

Измерения спектра, который использовался для данного анализа, проводились через 135 сут после начала первого облучения галлиевой мишени в эксперименте BEST, когда активность хромового

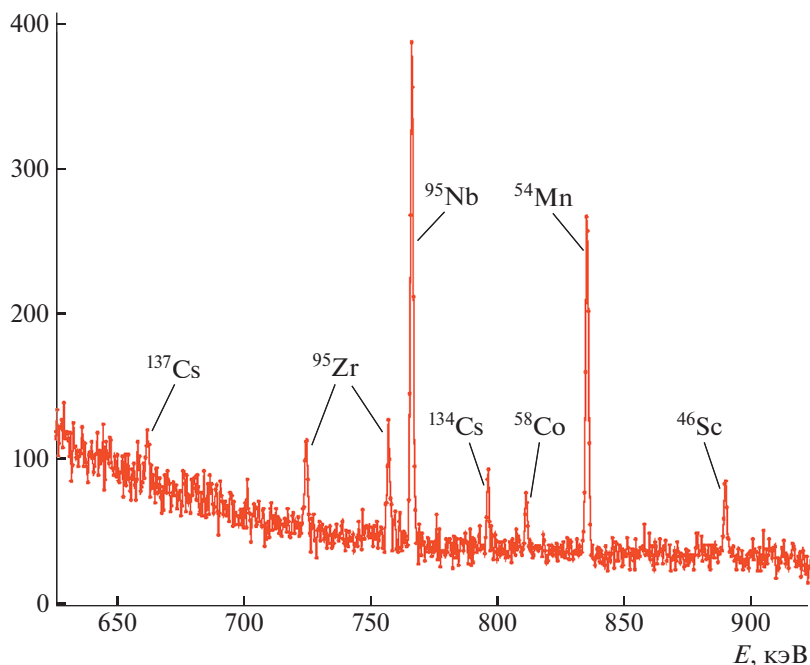
источника упала примерно в 30 раз. В таких условиях в спектре становятся видны линии элементов радиоактивных примесей, которые были скрыты ранее на фоне относительно высокой скорости счета фотонов ВТИ  $^{51}\text{Cr}$  и наложенных друг на друга импульсов ВТИ и линии 320 кэВ. На рис. 3 приведен спектр фотонов в области энергий от 650 до 900 кэВ. Все линии элементов в этой области энергий практически однозначно указывают на излучающий изотоп.

## 7. ИЗОТОПЫ И ПРИМЕСИ В МАТЕРИАЛЕ ИСТОЧНИКА

Обнаруженные по найденным в измеренных спектрах фотонов линиям радиоактивные элементы в источнике образовались во время облучения хрома в ядерном реакторе. Оценки загрязнения исходного материала примесями, которые привели в результате к измеренному количеству радиоактивных элементов, сделаем, исходя из среднего значения потока тепловых нейтронов в реакторе, которое оценим из образовавшейся активности  $^{51}\text{Cr}$ . В постоянном потоке тепловых нейтронов  $^{51}\text{Cr}$  образуется из  $^{50}\text{Cr}$  по закону

$$n(t) = \frac{\Phi \sigma_0 N_0}{\lambda_1 + \Phi(\sigma_1 - \sigma_0)} \times (e^{-\Phi \sigma_0 t} - e^{-(\lambda_1 + \Phi \sigma_1)t}), \quad (1)$$

где  $\Phi$  — поток тепловых нейтронов, облучающих  $^{50}\text{Cr}$ ;  $\sigma_0 = 15.9$  бн и  $\sigma_1 = 10.2$  бн — сечения захвата тепловых нейтронов ядрами  $^{50}\text{Cr}$  и  $^{51}\text{Cr}$ ;  $\lambda_1$  —



**Рис. 3.** Часть спектра фотонов от источника  $^{51}\text{Cr}$  в линейном масштабе с указанием изотопов, излучающих найденные фотонные линии.

постоянная распада  $^{51}\text{Cr}$ ;  $N_0$  — начальное количество  $^{50}\text{Cr}$  в реакторе. По calorиметрическим измерениям активность источника в конце облучения в ядерном реакторе составила 3.6 МКи. За время облучения около 100 сут такая активность из 4007 г  $^{50}\text{Cr}$  могла быть наработана при среднем потоке  $\Phi = 2.1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Это значение потока тепловых нейтронов использовалось для оценок количества примесей в хrome.

В оценках считалось, что примеси распределены равномерно по объему активной части источника. Считалось также, что любое взаимодействие приводит к изменению энергии фотона и, следовательно, удаляет фотон из области энергий вблизи рассматриваемой линии. При этом регистрация фотона в линии означает полное поглощение фотона в кристалле ППД. Считалось, что все фотоны, которые попадают в область кристалла ППД, выходят из источника в направлении центра кристалла ППД, а в кристалле ППД они проходят через случайную точку, равномерно распределенную по сечению кристалла, проходящему через ось кристалла. Соответственно, длина пути фотона в кристалле составляет длину хорды окружности цилиндра кристалла ППД с центром в найденной случайной точке.

На рис. 4 приведена зависимость вероятности регистрации фотонов от источника в ППД от энергии фотонов с учетом прохождения слоев защиты и воздуха.

Рисунок 4 получен методом Монте-Карло для фотонов с энергиями от 300 до 2700 кэВ с интервалом 10 кэВ. Особенности полученной зависимости, которые видны в районе энергий 1000, 1500, 2000 кэВ, связаны с линейной аппроксимацией табличных значений коэффициентов взаимодействия [7].

Вероятность регистрации фотонов, дошедших до ППД без взаимодействия (рис. 4), начинает быть заметной только для энергий выше 500 кэВ, поэтому оценка активности  $^{51}\text{Cr}$  по линии 320 кэВ таким способом здесь не проводилась. Для энергий выше 500 кэВ определялись линии в спектре и измерялось число событий в них.

На рис. 5 приведена зависимость числа фотонов, которые выбывают из пучка во взаимодействии с воздухом, от энергии. Зависимость получена методом Монте-Карло для давления воздуха на уровне установки 620 мм Hg (1750 м над уровнем моря) на длине пути фотонов в воздухе 22 м.

### 7.1. Определение числа событий в линиях спектра

Для определения числа импульсов в линии  $E$  считалось число событий в интервалах между точками  $(x_1, x_2, x_3, x_4) = E((1 - 4R), (1 - 2R), (1 + 2R), (1 + 4R))$  (здесь значения точек получаются умножением величины энергии  $E$  на коэффициент):  $n_{s1} = N(x_2, x_3)$  и  $n_f = N(x_1, x_2) + N(x_3, x_4)$ . Величина  $R$  — разрешение ППД на линии  $E$ . Интервал  $(x_2, x_3)$  включает в себя практически

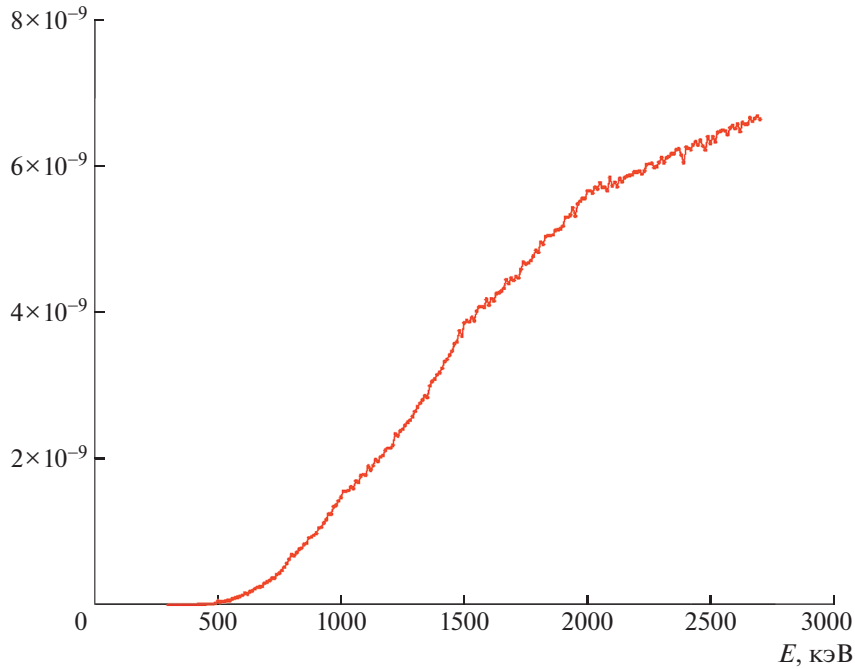


Рис. 4. Вероятности регистрации фотонов от линий от источника в спектре ППД.

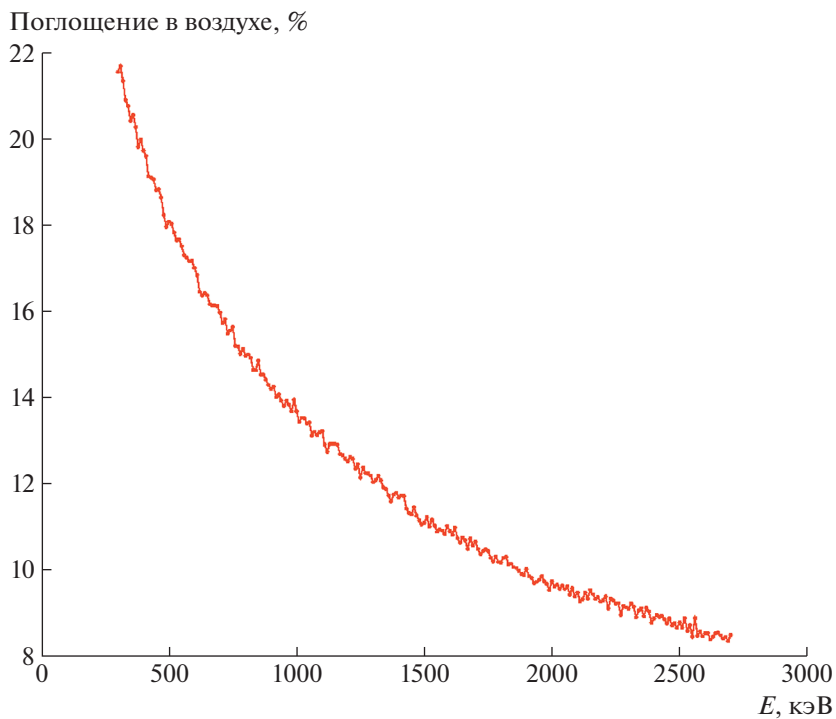


Рис. 5. Часть фотонов, которая взаимодействует с воздухом на пути 22 м при давлении 620 мм Нг.

все импульсы, регистрируемые в линии, если их амплитуды распределены по нормальному закону. Длины интервалов, по которым определялось число  $n_{s1}$  и сумма интервалов для определения числа фоновых импульсов  $n_f$ , равны, поэтому число импульсов в линии получалось как разность:  $n_s =$

$$= n_{s1} - n_f. \text{ Ошибка определения числа импульсов } \sigma = \sqrt{n_{s1} + n_f}.$$

Пример определения числа событий в линии приведен на рис. 6 для линии 835 кэВ.

Вертикальные отрезки определяют границы

Таблица 1

	Изотоп, $T_{1/2}$	Энергия в линии, кэВ	Выход линии, %	$n_s$	$n_f$	Активность на 5.07.2019, мКи	$W$ , мВт
1	$^{137}\text{Cs}$ 30.05 г	662	85	229	1268	$8.5 \times (1 \pm 0.23)$	0.06
2	$^{95}\text{Zr}$ 64 сут	724 757	11.1 54.38	356 334	768 748	$60 \times (1 \pm 0.12)$	2.1
3	$^{95}\text{Nb}$ 35 сут	766	99.8	1313	682	$87 \times (1 \pm 0.04)$	
4	$^{134}\text{Cs}$ 2.06 г	796	85.5	217	626	$3.3 \times (1 \pm 0.18)$	0.041
5	$^{58}\text{Co}$ 70.85 сут	811	99.44	141	632	$6.0 \times (1 \pm 0.27)$	0.08
6	$^{54}\text{Mn}$ 312 сут	835	100	963	570	$13 \times (1 \pm 0.05)$	0.10
7	$^{46}\text{Sc}$ 83.8 сут	889 1120	100 100	254 346	569 400	$5.2 \times (1 \pm 0.10)$	0.07
8	$^{59}\text{Fe}$ 44.5 сут	1099 1291	57 43.2	403 383	401 97	$23 \times (1 \pm 0.07)$	0.22
9	$^{60}\text{Co}$ 5.27 г	1173 1332	100 100	1863 2300	286 85	$6.6 \times (1 \pm 0.03)$	0.11
10	$^{124}\text{Sb}$ 60.2 сут	1690 2091	47.5 5.5	341 49	16 3	$5.8 \times (1 \pm 0.06)$	0.10
11	$^{140}\text{Ba}-^{140}\text{La}$ 12.76 сут	1595	95	$\langle 24 \rangle$	$\langle 3 \rangle$	$0.78 \times (1 \pm 0.30)$	0.80
$\Sigma$							3.7

описанных интервалов; горизонтальный отрезок обозначает среднее значение фона в спектре в районе данной энергии. Ширина интервала, внутри которого считается число событий, достаточно велика для того, чтобы в него попадали все события данной линии.

В табл. 1 приведены все линии, которые обнаруживаются в спектрах, набранных без применения коллиматоров. Интенсивность линий фоновых источников одинакова для любых измерений спектров фотонов, поэтому здесь они не анализируются.

Активности элементов в таблице приведены на 5 июля 2019 г., когда источник был установлен в 2-зонную галлиевую мишень для первого нейтринного облучения. Активности приводятся со значениями относительных статистических ошибок.

Значения  $n_s$  и  $n_f$  для  $^{140}\text{Ba}-^{140}\text{La}$ , приведенные в угловых скобках, получены в измерениях спектров с коллиматорами через 30 сут после начала облучений галлиевой мишени.

### 8. ПАРА $^{95}\text{Zr}-^{95}\text{Nb}$

В измеренном спектре (рис. 3) обнаруживается линия 766 кэВ, источником которой является распад  $^{95}\text{Nb}$ . Этот изотоп образуется в источнике при  $\beta$ -распаде  $^{95}\text{Zr}$ . Образование  $^{95}\text{Nb}$  в ядерном реакторе и последующее изменение его количества внутри сформированного хромового источника описываются формулами (2) и (3):

$$n_{\text{Nb}}(t) = \frac{\lambda_1 \Phi \sigma_0 N_0}{\lambda_1 - \Phi \sigma_0} \times \quad (2)$$

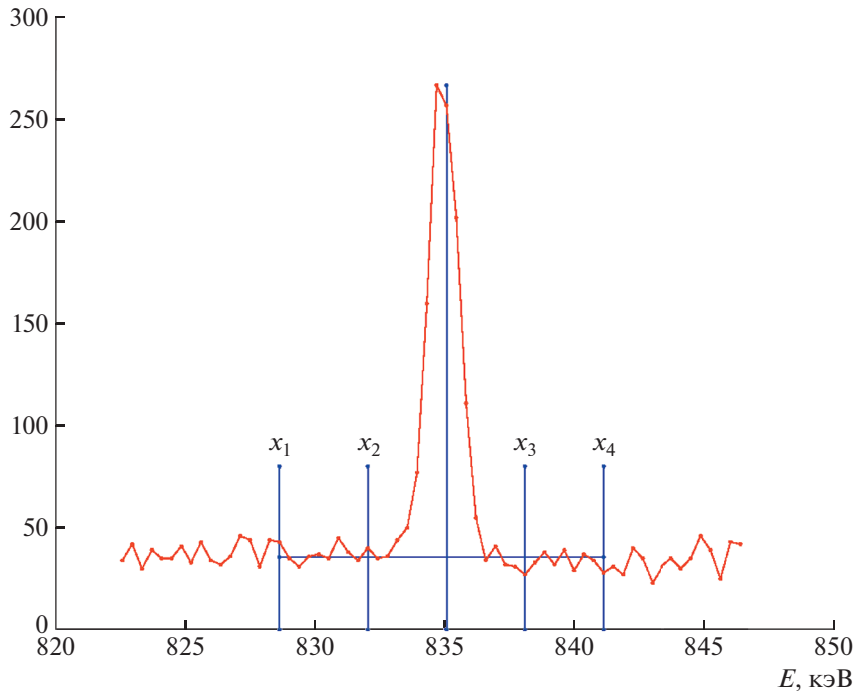


Рис. 6. Определение числа событий в линии 835 кэВ.

$$\times \left( \frac{1}{\lambda_2 - \Phi\sigma_0} (e^{-\Phi\sigma_0 t} - e^{-\lambda_2 t}) - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \right),$$

$$n_{\text{NbI}}(t) = n_{02}e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 n_{01}}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}). \quad (3)$$

Здесь  $N_0$  и  $\sigma_0$  — начальное количество  $^{94}\text{Zr}$  в хроме и сечение  $(n, \gamma)$ -реакции на нем;  $\Phi$  — средний поток тепловых нейтронов;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — постоянные распада  $^{95}\text{Zr}$  и  $^{95}\text{Nb}$ ;  $n_{01}$  и  $n_{02}$  — количество  $^{95}\text{Zr}$  и  $^{95}\text{Nb}$  в источнике в момент окончания облучения нейтронами.

В момент окончания облучения нейтронами в реакторе соотношение  $^{95}\text{Nb}$  и  $^{95}\text{Zr}$  в материале источника составляло примерно  $n_{02}/n_{01} = 0.63$ . На рис. 7 приведены зависимости количества  $^{95}\text{Zr}$  и  $^{95}\text{Nb}$  от времени. Через  $t = 135$  сут, когда произведено измерение спектра, их количества оказываются примерно равными.

## 9. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ И ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ

Кроме статистических ошибок измерений существуют также ошибки определения вероятностей выхода излучения из защиты источника и регистрации его в ППД. Наибольшая систематическая ошибка связана с неточностью горизонтальной

установки цилиндрического источника, из-за чего может увеличиться толщина проходимого фотоном вещества защиты. Считая, что отклонения оси источника от вертикали не могут составлять больше  $5^\circ$ , когда такие отклонения будут явно заметны, ошибка составит до 10% для фотонов от 600 до 1000 кэВ и 2–3% для фотонов более высоких энергий. Точность определения направления оси коллиматора на точность оценки количества примесей не влияет, поскольку в данной работе оценки производились в основном по спектру фотонов в отсутствие коллиматора.

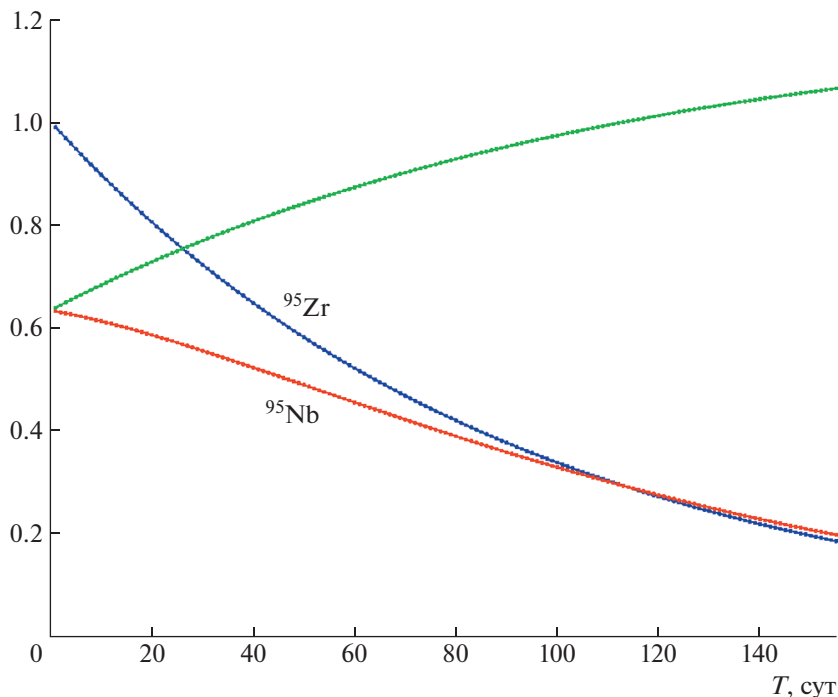
Заметим, что вклад радиоактивных примесей в тепловыделение источника составляет около 3.7 мВт

$\frac{650 \text{ Вт/3 МКг} \times 3.4 \text{ МКг}}{\sim 5 \times 10^{-6}}$ , т.е. пренебрежимо мал по сравнению с систематическими ошибками калориметрических измерений ( $\sim 0.5\%$ ) [3].

В первых измерениях спектров на большом фоне фотонов ВТИ  $^{51}\text{Cr}$  различаются некоторые линии указанных в табл. 1 элементов. При этом никакие другие линии в спектрах не проявляются, поэтому влиянием элементов с малым временем жизни на тепловыделение в источнике мы пренебрегаем.

## 10. ОЦЕНКА МАССЫ ПРИМЕСЕЙ В ОБЛУЧЕННОМ ХРОМЕ

Массу примесных элементов, образующих обнаруженную активность радиоактивных изотопов,



**Рис. 7.** Относительное количество изотопов  $^{95}\text{Zr}$  и  $^{95}\text{Nb}$  в зависимости от времени после окончания облучения хрома в ядерном реакторе. Приведено также их отношение  $n(^{95}\text{Nb})/n(^{95}\text{Zr})$ .

находим из уравнения (1), считая везде  $\sigma_1 = 0$  и  $t = 100$  сут: 
$$N = \frac{n(\lambda_1 - \Phi\sigma_0)}{\Phi\sigma_0(e^{-\Phi\sigma_0 t} - e^{-\lambda_1 t})}$$
 В табл. 2 приводятся родительские элементы, при облучении которых образовались изотопы, необходимые массы этих элементов и массы элементов с учетом их среднего природного содержания.

В последних столбцах табл. 2 приводятся массы элементов, которые необходимы для образования радиоактивных изотопов в ядерном реакторе. Эти массы сравниваются с массами, которые получены масс-спектрометрическим способом для образца материала хромового источника до облучения в реакторе. Масс-спектрометрические измерения, проведенные в НИЦ “Курчатовский институт” — ИРЭА в январе 2019 г. [8], показали содержание 70 элементов с точностью  $10^{-7}$  г/г. Между тем по некоторым элементам по измерению спектра фотонов удастся определить количество примесей до величины  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  г/г (цезий, скандий, сурьма, кобальт, европий).

Таким образом, определение масс элементов примесей по измеренному спектру фотонов оказывается вариантом нейтронно-активационного анализа. Особенности такого метода определения концентраций примесей связаны с большой массой облученного материала хромового источника и с условиями облучения в ядерном реакторе, при которых чувствительность к массам примесей оказывается столь высокой. При этом те же усло-

вия ограничивают список примесей, которые могут быть таким образом изучены. Причина такого ограничения в том, что фотонные линии в спектре проявляются только после распада основного элемента. Поэтому наблюдаемые изотопы имеют относительно большое время жизни. Кроме того, изотопы должны излучать фотонные линии достаточно больших энергий, чтобы проходить сквозь защиту и выявляться в спектре.

Значения сечений  $(n, \gamma)$ -реакций приведены из справочника [9]. Массы элементов получены из  $(n, \gamma)$ -реакций с учетом природного содержания стабильных изотопов. В скобках приведены значения масс, которые определялись из анализа других реакций. Например, масса железа для изотопа  $^{54}\text{Mn}$  (150 мг) была определена из реакции  $(n, \gamma)$  для изотопа  $^{59}\text{Fe}$ .

## 11. ПРОТИВОРЕЧИЯ В ИЗМЕРЕНИЯХ СПЕКТРОВ

Почти все фотонные линии можно однозначно связать с излучающими элементами, и анализ их образования в атомном реакторе выглядит вполне удовлетворительно. Вместе с тем есть линии, источники которых также можно определить, но при этом остается неясным, как эти элементы образовались в хромовом источнике.

В наших спектрах есть три группы линий с неоднозначной интерпретацией.



Таблица 2

	Изотоп	Родительский изотоп, содержание в природной смеси, %	Реакция облучения на изотопе, сечение $\sigma_1$ , бн	Масса родительского изотопа	Масса элемента	Масса из масс-спектр
1	$^{137}\text{Cs}$	$^{136}\text{Xe}$ , 8.9 $^{137}\text{Ba}$ , 11.23	$(n, \gamma) +$ распад, 0.26 $(n, p)$	22 мг —	246 мг —	— < 400 мкг
2	$^{95}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$ , 17.33	$(n, \gamma)$ , 0.05	54 мг	312 мг	1.6 мг
3	$^{95}\text{Nb}$	$^{95}\text{Zr}$	$\beta^-$ —распад			
4	$^{134}\text{Cs}$	$^{133}\text{Cs}$ , 100	$(n, \gamma)$ , 29	53 мкг	53 мкг	< 400 мкг
5	$^{58}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}$ , 68.27 $^{59}\text{Co}$ , 100	$(n, p)$ $(n, 2n)$	6.8 мг (189 мкг)	10 мг (189 мкг)	10 мг < 400 мкг
6	$^{54}\text{Mn}$	$^{54}\text{Fe}$ , 5.8	$(n, p)$	(8.7 мг)	(150 мг)	360 мг
7	$^{46}\text{Sc}$	$^{45}\text{Sc}$ , 100	$(n, \gamma)$ , 17	7.8 мкг	7.8 мкг	< 400 мкг
8	$^{59}\text{Fe}$	$^{58}\text{Fe}$ , 0.28 $^{59}\text{Co}$ , 100	$(n, \gamma)$ , 1.26 $(n, p)$	419 мкг (189 мкг)	150 мг (189 мкг)	360 мг < 400 мкг
9	$^{60}\text{Co}$	$^{59}\text{Co}$ , 100	$(n, \gamma)$ , 18.7	189 мкг	189 мкг	< 400 мкг
10	$^{124}\text{Sb}$	$^{123}\text{Sb}$ , 42.7	$(n, \gamma)$ , 4.1	83 мкг	195 мкг	< 400 мкг
11	$^{140}\text{Ba}$ — $^{140}\text{La}$	$^{138}\text{Ba}$ , 71.7	$(n, \gamma) + (n, \gamma)$ , 0.4 бн + 6 бн	—	—	< 400 мкг

Первая — линия 662 кэВ, которая указывает на распад  $^{137}\text{Cs}$ . Этот изотоп в реакторе может образовываться в  $(n, \gamma)$ -реакции при облучении с последующим распадом  $^{136}\text{Xe}$  или в  $(n, p)$ -реакции из  $^{137}\text{Ba}$ . Но рождение  $^{137}\text{Cs}$  из  $^{136}\text{Xe}$  кажется невозможным из-за отсутствия ксенона в глубоко очищенном облучаемом материале. Тем более, что необходимое количество ксенона (40 см<sup>3</sup>) оказывается чрезвычайно большим. Также маловероятно рождение  $^{137}\text{Cs}$  из  $^{137}\text{Ba}$  по  $(n, p)$ -реакции, поскольку количество  $^{137}\text{Cs}$ , обеспечивающее найденную активность (8.5 мКи/л =  $4.2 \times 10^{17}$  атомов), оказывается больше верхней границы массы бария в материале 400 мкг, полученной в масс-спектрометрических измерениях [8]. Поэтому приходится предположить, что  $^{137}\text{Cs}$  либо рождается во взаимодействии космического излучения с тяжелыми элементами материала мишени, либо он занесен в хромовый источник извне.

Другая группа состоит из трех линий, которые однозначно связываются с  $^{95}\text{Zr}$ — $^{95}\text{Nb}$ . При этом оцененная масса циркония оказывается в 200 раз больше значения, полученного в масс-спектрометрических измерениях. Связано это может быть с тем, что из циркония были сделаны формы, в которых хромовые диски помещались в ядерный реактор для облучения нейтронами. При площади касания хромовых дисков и циркониевой

оболочки порядка 1800 см<sup>2</sup> средняя толщина циркония, который перешел в хром, составила 27 мкм или 1000 атомных слоев. При том, что температура плавления циркония 1852°С, условий для столь интенсивной диффузии скорее всего не было, и цирконий, видимо, переносился на поверхность хрома механическим путем в местах с повреждениями кристаллической решетки.

Третья группа линий — это одна линия 1596 кэВ, которая наблюдалась во всех измеренных спектрах, начиная с самых первых, и, учитывая размеры отверстий коллиматоров, интенсивность ее уменьшалась со временем с периодом полураспада от 10 до 20 сут. Единственный элемент, с которым можно связать линию 1596 кэВ, который имеет похожее время жизни, —  $^{140}\text{La}$ . Это единственная интенсивная линия в спектре  $^{140}\text{La}$ ;  $^{140}\text{La}$  находится в равновесии с  $^{140}\text{Ba}$ , период полураспада которого 12.76 сут. Возможный канал образования  $^{140}\text{Ba}$  в реакторе — захват теплового нейтрона стабильным  $^{138}\text{Ba}$  (содержание в природном барии 71.7%) с последующим захватом еще одного нейтрона изотопом  $^{139}\text{Ba}$ . В существующих условиях облучения, однако, для получения нужного количества  $^{140}\text{Ba}$  необходимо облучить в реакторе около 0.7 кг природного бария, при том, что его количество в материале источника по данным масс-спектрометрии не превышало 400 мкг. Поэтому объяснить появление такого элемента в

хромовом источнике можно тоже либо наработкой космическими лучами по неизвестному каналу, либо тем, что этот элемент был внесен в источник извне.

## 12. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ( $n, p$ )- И ( $n, 2n$ )-РЕАКЦИЙ

По результатам измерения спектров можно оценить сечения некоторых возможных реакций с тепловыми нейтронами. Облучение одного элемента иногда приводит к образованию разных изотопов. Поэтому, полагая известными сечения ( $n, \gamma$ )-реакций [8], можно оценить сечения некоторых реакций ( $n, p$ ) и ( $n, 2n$ ).

Например, количество облучаемого железа в образце определяется из реакции  $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$  (150 мг). Считая, что соотношение стабильных изотопов железа в образце соответствует природному соотношению, получаем, что реакция  $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$  должна идти с сечением 0.13 бн.

Таким же образом оцениваем сечение реакции ( $n, 2n$ ) на  $^{59}\text{Co}$ . Определяя по реакции  $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$  массу облучаемого кобальта (189 мкг), находим верхнее значение сечения реакции  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$  (0.92 бн). Получить конкретное значение сечения этой реакции не удастся из-за того, что изотоп  $^{58}\text{Co}$  может рождаться также из  $^{58}\text{Ni}$  в ( $n, p$ )-реакции. Масса никеля в образце по результатам масс-спектрометрического анализа составляет 10 мг, что дает верхний предел на сечение ( $n, p$ )-реакции на  $^{58}\text{Ni}$   $\sigma(n, p) \leq 26$  мбн.

Заметим, что в отличие от сечений ( $n, \gamma$ )-реакций, в которых ядра в основном захватывают тепловые нейтроны, в реакциях ( $n, p$ ) и ( $n, 2n$ ) большой вес могут иметь нейтроны высоких энергий. Поэтому полученные сечения можно, скорее, считать оценками средних сечений по всему спектру нейтронов в реакторе.

## 13. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Искусственный источник монохроматических нейтрино  $^{51}\text{Cr}$  в эксперименте BEST является уникальным инструментом для исследования свойств нейтрино. Компактный (объемом менее 1 л) и интенсивный (3.6 МКи =  $1.3 \times 10^{17}$  Бк) источник может быть использован в измерениях с практически любым современным нейтринным детектором.

Особые условия источника для эксперимента BEST — большое количество материала (4 кг), облучаемого в атомном реакторе длительное время (100 сут) в плотном потоке тепловых нейтронов ( $2.1 \times 10^{14}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$ ) — позволили определить

концентрации ряда примесей по энергетическим линиям в фотонном спектре с точностью, превышающей точность масс-спектрометрических измерений более чем на порядок.

Измерения спектров фотонов от источника  $^{51}\text{Cr}$  в эксперименте BEST подтвердили высокую чистоту материала, из которого изготовлен источник. Вклад радиоактивных изотопов от примесей в тепловыделение источника составил в начале счета около  $5 \times 10^{-6}$ . По результатам измерений спектров фотонов оценен элементный количественный состав примесей. Показана возможность выявления некоторых примесей нейтронной активацией на уровне  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  г/г.

Авторы благодарят сотрудников НИИАР В.А. Тарасова и А.И. Звира за особое внимание к задаче изготовления нейтринного источника.

Работа выполнена с использованием научного оборудования УНУ ГГНТ ЦКП БНО ИЯИ РАН при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации: соглашение № 14.619.21.0009, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61917X0009, и соглашение № 05.621.21.0025, уникальный идентификатор проекта RFMEFI62119X0025.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin, H. Ejiri, S. R. Elliott, D. Frekers, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, D. S. Gorbunov, W. X. Haxton, T. V. Ibragimova, I. Kim, Yu. P. Kozlova, L. V. Kravchuk, V. V. Kuzminov, B. K. Lubandorzhiev, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 232501 (2022); arXiv: 2109.11482v1 [nucl-ex].
2. V. V. Barinov, S. N. Danshin, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, D. S. Gorbunov, T. V. Ibragimova, Yu. P. Kozlova, L. V. Kravchuk, V. V. Kuzminov, B. K. Lubandorzhiev, Yu. M. Malyshekin, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, E. P. Veretenkin, B. T. Cleveland, H. Ejiri, *et al.*, *Phys. Rev. C* **105**, 065502 (2022).
3. V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova, J. P. Kozlova, V. A. Tarasov, E. P. Veretenkin, and A. I. Zvir, *J. Instrum.* **16**, P04012 (2021).
4. J. N. Abdurashitov *et al.* (The SAGE Collab.), *Phys. Rev. C* **59**, 2246 (1999).
5. В. В. Горбачев, Ю. М. Малышкин, ПТЭ, № 3, **110** (2015) [*Instrum. Exp. Techn.* **58**, 418 (2015)].
6. *Table of Radioactive Isotopes*, Ed. by V. S. Shirley (Wiley, New York, 1986).
7. О. Ф. Немец, Ю. В. Гофман, *Справочник по ядерной физике* (Наукова думка, Киев, 1975).
8. Протокол исследований № И1391-8 ЦКП "Исследовательский научно-аналитический центр НИЦ Курчатовский институт — ИРЭА", 24 янв 2019.
9. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 69th ed., Ed. by R. C. Weast, M. J. Astle, and W. H. Beyer (CRC Press, Boca Raton, 1988–1989).

## MEASUREMENT OF RADIOACTIVE IMPURITIES IN THE $^{51}\text{Cr}$ SOURCE BY PHOTON RADIATION IN THE BEST EXPERIMENT

V. N. Gavrin<sup>1)</sup>, V. V. Gorbachev<sup>1)</sup>, T. V. Ibragimova<sup>1)</sup>, A. A. Shikhin<sup>1)</sup>

*<sup>1)</sup>Institute for Nuclear Research of the RAS, Moscow, Russia*

The paper presents the results of the determination of impurities contained in an artificial neutrino source in the BEST experiment. A source of  $^{51}\text{Cr}$  with an activity of 3.6 MCi was obtained by irradiation of enriched chromium with thermal neutrons in a nuclear reactor. The amount of impurities was estimated by the lines in the photon spectrum from the source. It is shown that the contribution of radioactive isotopes from impurities to the heat release of the source is negligible compared to the heat release of  $^{51}\text{Cr}$ . The high purity of the material from which the source is made is shown. Estimates of neutron capture cross sections by a number of elements have been carried out.