

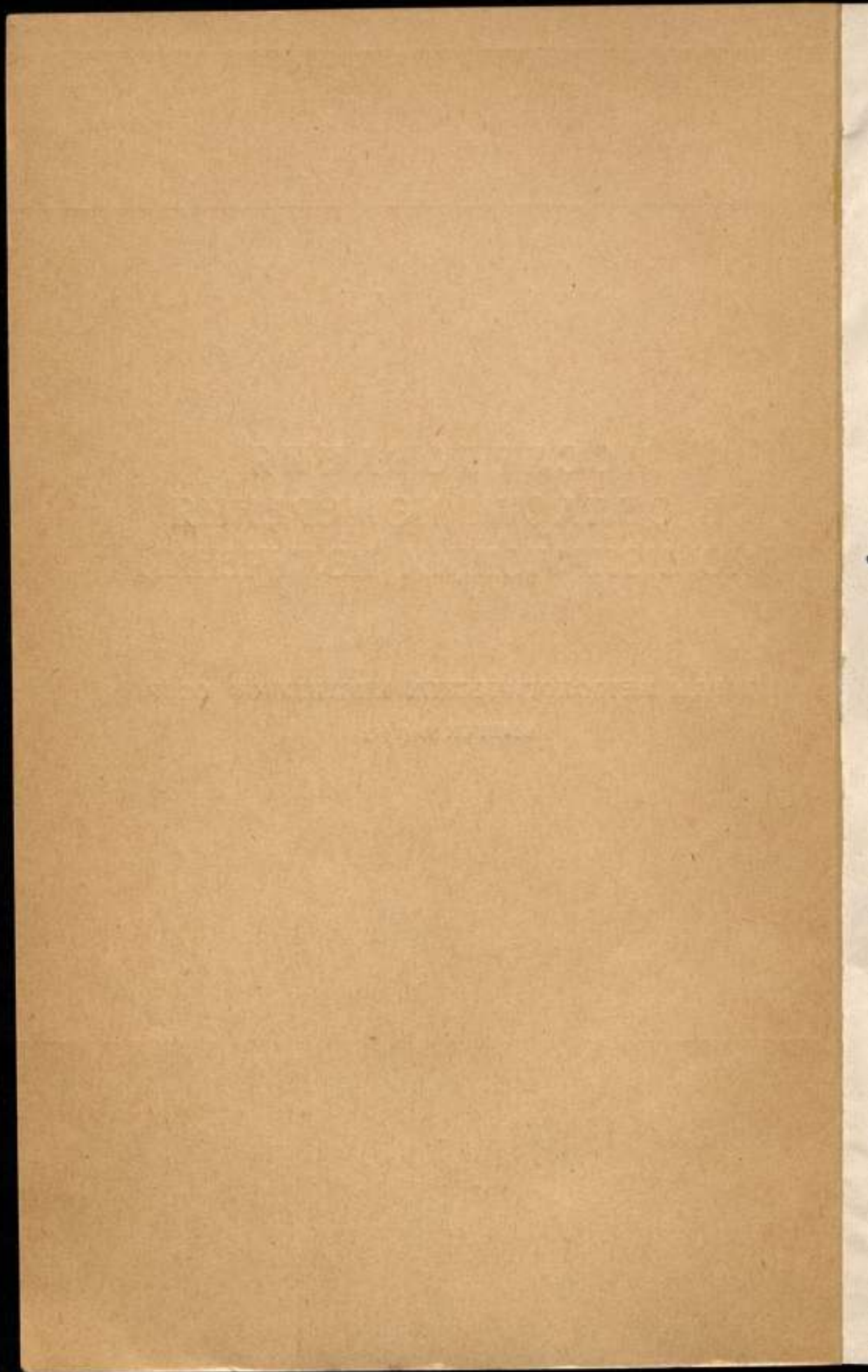
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ  
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 89 (149)





ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

---

# ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ  
СССР

ВЫПУСК 89 (149)

*Под редакцией*

*канд. техн. наук Ф. М. КАРАБАЕВА*



ИЗДАТЕЛЬСТВО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ, МЕР  
И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР  
Москва—1967

ж 14034 ж

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), А. Н. Гордов, А. В. Горюнов, Е. Ф. Долинский, А. И. Карташев, Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, Б. Н. Олейник (зам. председателя), Б. Е. Рабинович, Е. Т. Чернышев, К. П. Широков, Е. Т. Шрамков, М. Ф. Юдин, Б. М. Яновский

Ответственный редактор  
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

Редактор Н. Н. Александрова

Техн. редактор К. М. Волчок.

Корректор З. Г. Вагер

Т-13301. Сдано в набор 25/IV 1966 г. Подписано к печати 8/IX 1967 г. Формат бумаги 70×108/16  
13,75 печ. л. 19,25 усл. и. л. 16,2 уч.-изд. л. Тираж 3000 экз. Цена 1 р. 13 к. Заказ 2853

Великолукская городская типография Псковского областного управления по печати,  
г. Великие Луки, Полковская 13



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Содержание настоящего сборника отражает деятельность лабораторий отдела ионизирующих излучений ВНИИМ за 1963—1965 гг., а также вновь организованного отдела ионизирующих излучений ВНИИФТРИ.

Сборник открывается статьей, посвященной памяти видного советского ученого, основателя и в течение многих лет научного руководителя отдела ионизирующих излучений ВНИИМ, доктора технических наук профессора Константина Константиновича Аглинцева, безвременно скончавшегося в августе 1964 г. на 60-м году жизни. Написанная группой его учеников, статья представляет собой лишь первую попытку обобщения работ Константина Константиновича и не претендует, разумеется, на полный и исчерпывающий охват всего научного наследия выдающегося ученого.

Сборник подразделяется на пять разделов. В первом разделе представлены работы в области измерений активности радиоактивных источников. Одним из начинаний К. К. Аглинцева было создание во ВНИИМ эталонов для воспроизведения единиц радиоактивности и ионизирующих излучений. Работы по созданию новых и усовершенствованию существующих эталонов во ВНИИМ успешно продолжаются. Одна из новых эталонных установок — установка типа УКГ-3 с адиабатическим  $\gamma$ -калориметром для абсолютного измерения активности  $\gamma$ -источников в диапазоне от 5 мкюри и выше описана в статье Е. А. Хольновой и Л. П. Кульковой, а другая новая эталонная установка типа УСЧ-6 для воспроизведения единицы активности  $\beta(\gamma)$ -источников методом  $4\beta\gamma$ - и  $\beta\gamma$ -совпадений — в статье А. А. Константинова и А. Е. Кочина.

Хорошо известно, что для обеспечения точности и надежности первичных национальных эталонов необходимы их взаимные международные сличения. Такие сличения, проводимые Международным бюро мер и весов, с 1961 г. распространены на эталоны в области радиоактивности. С самого начала в этих сличениях участвуют эталоны СССР, находящиеся во ВНИИМ. Результаты проведенных сличений показали, что эталоны ВНИИМ находятся на высоком международном уровне. В статье А. А. Константинова, А. Е. Кочина и Т. Е. Сазоновой описана методика измерения удельной активности образцовых растворов радио-

активных нуклидов, применяемая во ВНИИМ при проведении международных сличений, а также при градуировке соответствующих рабочих эталонов.

Современное состояние вопроса о первичном международном эталоне радия рассмотрено в статье Ф. М. Караваева; там же приведены результаты сличения эталона радия № 5427, предназначенного для использования в качестве нового первичного эталона радия СССР, с другими национальными и международными эталонами. В статье Ф. М. Караваева, Е. А. Хольновой, А. Ф. Дричко и Л. П. Кульковой приведены и обсуждены результаты сличения эталона радия № 5427 с существующим эталоном радия СССР.

Вопросы передачи размера единиц от эталонов к рабочим радиоактивным источникам и радиометрическим и дозиметрическим приборам также входят в программу работ ВНИИМ и ВНИИФТРИ. В статье Ф. М. Караваева, Г. П. Остромуховой, Е. А. Хольновой и М. Ф. Юдина дано описание новых рабочих эталонов и образцовых  $\gamma$ -источников I-го разряда из  $\text{Co}^{60}$  и  $\text{Cs}^{137}$ , а также процедуры их градуировки и аттестации по активности и мощности экспозиционной дозы излучения (по содержанию данная статья с равным основанием относится и к тематике следующего раздела сборника). В статьях В. И. Албула, Е. Я. Аристова, Е. С. Петерсона и В. И. Снегирева и Л. П. Жуковской, С. А. Рушиновой и И. А. Соколовой описаны установки для поверки образцовых  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -источников. В статье Н. Ф. Ждановой и И. И. Турунцовой описан проточный  $\beta$ -счетчик для измерения низких уровней активности  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников.

Второй раздел сборника посвящен работам в области дозиметрии ионизирующих излучений. В последние годы во ВНИИМ разрабатывались методы и аппаратура для измерения энергии и интенсивности тормозного излучения от бетатрона 50 Мэв. В статье Г. П. Остромуховой, К. К. Хлебникова и М. Ф. Юдина описана методика и результаты калибровки ионизационных камер для измерения энергии тормозного излучения. Статья В. В. Скотникова и М. Ф. Юдина содержит теоретическое обоснование применения многослойных ионизационных камер для оценки средней энергии спектра тормозного излучения.

Продолжаются начатые по инициативе К. К. Аглинцева работы по дозиметрии  $\beta$ -излучения. В статье И. А. Уряева изложены результаты исследования углового и энергетического распределения  $\beta$ -излучения от плоского источника больших размеров.

В статье М. Ф. Юдина «О так называемой «гамма-постоянной»» обсужден вопрос об этой характеристике  $\gamma$ -источников.

Третий раздел сборника содержит работы в области нейтронных измерений. Группа работ посвящена абсолютным измерениям числа нейтронов, испускаемых нейтронными источниками. В статье В. И. Фоминых дан обзор современного состояния методов абсолютного измерения указанной величины. Статья В. И. Фоминых и И. А. Ярицыной посвящена исследованию методики абсолютного измерения выхода нейтронов

источников (рабочих эталонов ВНИИМ) путем активации марганца. В статье Ю. В. Иванова исследована возможность использования для той же цели метода  $n-\gamma$ -совпадений. Статья В. Т. Шеболева посвящена исследованию одной из эталонных установок ВНИИМ для абсолютного измерения выхода нейтронных источников с графитовым сферическим замедлителем; в этой работе определены некоторые характеристики взаимодействия нейтронов с веществом.

Методы и аппаратура для градуировки нейтронных источников и радиометров описаны в статье В. И. Фоминых и в статье М. Ф. Юдина и А. П. Яновского. В первой из них приведено описание «всеволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ и результатов его исследования; во второй обсуждена возможность применения коллимированного пучка нейтронов для градуировки нейтронных радиометров.

Содержание четвертого раздела сборника составляют работы в области измерений концентраций радиоактивных веществ в различных средах. Эта область исследований, являющаяся одним из профилирующих направлений ВНИИФТРИ, представлена в сборнике двумя статьями: первая из них — В. Г. Лабушкина и Л. С. Рузера — посвящена определению коэффициентов проскока дочерних продуктов радона через фильтры, вторая — Н. М. Полева и Л. С. Рузера — диффузионному осаждению радиоактивных аэрозолей из ламинарного потока (в цилиндрических каналах).

В пятом разделе помещены работы, относящиеся к спектрометрии образцовых источников излучения и к ядерной спектроскопии. Изучение спектрального состава излучения образцовых радиоактивных источников имеет существенное значение при их аттестации и использовании. В статье Э. К. Степанова и Н. В. Тютикова описан созданный ими  $\alpha$ -спектрометр с полупроводниковым детектором для исследования спектров излучения образцовых  $\alpha$ -источников. Проблеме спектрометрии быстрых нейтронов с использованием протонов отдачи посвящена статья Р. П. Кресса и И. А. Ярицкой.

Спектрометры различных типов, используемые как для исследования спектральных характеристик образцовых источников излучения, так и при решении чисто научных проблем исследования схем распада радиоактивных ядер, в свою очередь, также нуждаются в градуировке. Для этой цели должны применяться специальные образцовые спектрометрические источники. Одной из разновидностей таких источников являются незманируемые источники из  $Ra^{226}$  в равновесии с дочерними продуктами. Исследованию спектра  $\alpha$ -излучения этих источников посвящена статья В. Г. Лабушкина, Л. С. Рузера, Э. К. Степанова и Н. В. Тютикова.

Заключает сборник статья В. Д. Витмана и Б. С. Желепова, содержащая описание магнитного  $\gamma$ -спектрометра по электронам отдачи типа «Элотрон», предназначенного для исследования спектров  $\gamma$ -излучения радиоактивных ядер.

*Редактор*



Константи́н Константи́нович  
АГЛИ́НЦЕВ



**КОНСТАНТИН КОНСТАНТИНОВИЧ АГЛИНЦЕВ**

*(К 60-летию со дня рождения)*

4 апреля 1965 г. исполнилось 60 лет со дня рождения виднейшего специалиста в области метрологии ионизирующих излучений и дозиметрии, доктора технических наук, профессора Константина Константиновича Аглинцева.

К. К. Аглинцев родился в Петербурге, в семье врача. Уже в 1924 г. в 19-летнем возрасте он окончил физико-математический факультет Ленинградского университета по отделению физики. Еще будучи студентом Константин Константинович стал заниматься научной работой, поступив в 1921 г. лаборантом в Государственный оптический институт. Начало работы по специальности, которой Константин Константинович посвятил всю свою жизнь, относится к 1926 г., когда он поступил в аспирантуру Ленинградского рентгенологического института.

Во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ) К. К. Аглинцев работал с 1928 г. и до самых последних дней, пройдя путь от старшего лаборанта до руководителя созданного им отдела ионизирующих излучений. С ВНИИМ связаны и основные научные исследования К. К. Аглинцева. В 30-х годах Константин Константинович опубликовал результаты своих работ в области абсолютных измерений рентгеновского излучения. В этих исследованиях он применил калориметрический метод для установления распределения энергии по непрерывному спектру рентгеновских лучей и для определения числового значения работы ионизации. Помимо экспериментального определения этой величины, весьма важной в дозиметрии, К. К. Аглинцев дал теоретический анализ характера ее изменения при увеличении энергии излучения. К этому же периоду относятся исследования защиты от вредного действия рентгеновского излучения и применяемых для этой цели материалов, а также работы, связанные с экспериментальным и теоретическим анализом ионного режима в ионизационных камерах. В последних работах был разработан метод измерений мгновенных значений мощности излучения. Большой вклад Константин Константинович внес также в создание применяемого до настоящего времени группового эталона рентгена в области рентгеновского излучения; с помощью этого эталона была достигнута наивысшая для того времени точность воспроизведения указанной единицы.

В 1938 г. К. К. Аглинцеву была присвоена без защиты диссертации ученая степень кандидата физико-математических наук. В 1940 г. он успешно защитил докторскую диссертацию на тему «Основные вопросы теории ионизационных измерений», в которой были обобщены результаты выполненных им ранее исследований.

В конце 30-х годов Константин Константинович начал работать и в области радиометрии и провел важные исследования методики точных измерений эталонов радия.

В первые послевоенные годы К. К. Аглинцев отдал много времени и сил восстановлению радиометрической и рентгенометрической лабораторий ВНИИМ. В 1947 г. по его инициативе была организована нейтронная лаборатория и образован отдел ионизирующих излучений ВНИИМ в составе названных трех лабораторий. К. К. Аглинцев был первым руководителем этого отдела.

В конце 40-х и начале 50-х годов, с появлением большого числа искусственных радиоактивных изотопов, во ВНИИМ под руководством Константина Константиновича были начаты широкие и исключительно важные научные исследования, имевшие своей целью разработку методов и средств для точных измерений дозиметрических характеристик радиоактивных источников. В результате этих исследований были созданы необходимые эталонные и образцовые установки для воспроизведения и передачи единицы активности, экспозиционной дозы рентгеновского и  $\gamma$ -излучений и плотности нейтронного потока, в том числе такие уникальные установки, как эталон рентгена для  $\gamma$ -излучения и ряд эталонных калориметрических установок для абсолютного измерения активности радиоактивных источников. Созданием этих установок ВНИИМ значительно опередил ряд крупнейших зарубежных метрологических лабораторий. В последующие годы под руководством К. К. Аглинцева во ВНИИМ и в Радиевом институте (где Константин Константинович работал с 1950 г.) были выполнены важные работы в области дозиметрии  $\beta$ -излучения.

При деятельном участии и под руководством К. К. Аглинцева разрабатывались проекты государственных стандартов на единицы радиоактивности и ионизирующих излучений, технические условия на образцовые радиоактивные источники, поверочные схемы в области ионизирующих излучений и ряд других нормативных документов.

На протяжении многих лет, начиная с 1929 г., Константин Константинович вел большую педагогическую работу в Технологическом институте, университете, Институте точной механики и оптики и, наконец, в Военно-механическом институте, где он руководил кафедрой физики. Во ВНИИМ и в Радиевом институте под его руководством выполнили важные научные исследования и защитили кандидатские диссертации восемь специалистов.

К. К. Аглинцев был автором многочисленных научных публикаций, среди которых необходимо прежде всего назвать изданную дважды в СССР монографию «Дозиметрия ионизирующих излучений». Эта монография издана и в ряде других стран и стала настольной книгой каждого специалиста в области измерений ионизирующих излучений.

Константин Константинович много раз с честью представлял советскую науку за рубежом, выступая с докладами о выполненных под его руководством работах на научных конференциях и симпозиумах, а также участвуя в работе различных совещаний. Длительное время он работал в составе комиссии Организации Объединенных Наций по изучению действия ионизирующей радиации на человека, а также был членом Международной комиссии по радиологическим единицам и измерениям.

К. К. Аглинцев был избран депутатом Ленинградского городского Совета депутатов трудящихся 2-го созыва (1947—1950 гг.).

Выдающиеся заслуги Константина Константиновича перед советской наукой высоко оценены Коммунистической партией и советским пра-

вительством, наградившими его двумя орденами Ленина, орденом «Знак Почета» и медалями.

21 августа 1964 г. К. К. Аглинцев скончался после продолжительной и тяжелой болезни. До последних дней он не прекращал работать и оставался фактическим научным руководителем всех начатых по его замыслу работ.

Светлая память о Константине Константиновиче Аглинце — прекрасном человеке, выдающемся советском ученом и гражданине-патриоте навсегда сохранится в сердцах его учеников и всех, кто имел счастье знать его лично и работать с ним.

The following is a list of the names of the persons who have been  
admitted to the membership of the Society since the last meeting.  
The names are arranged in alphabetical order of their surnames.  
The names of the persons who have been admitted to the membership  
of the Society since the last meeting are as follows:  
[The following names are listed in the original document, but they are extremely faint and difficult to read. The names appear to be arranged in alphabetical order of their surnames.]



# 1. ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ

УДК 53.082.63 : 539.166

Л. П. КУЛЬКОВА, Е. А. ХОЛЬНОВА  
ВНИИМ

## УСТАНОВКА С АДИАБАТИЧЕСКИМ $\gamma$ -КАЛОРИМЕТРОМ ДЛЯ АБСОЛЮТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ $\gamma$ -ИСТОЧНИКОВ

*Описаны конструкция, принцип действия и результаты исследования новой калориметрической установки УКГ-3 с адиабатическим  $\gamma$ -калориметром. Цель работы — расширение диапазона активностей охватываемых калориметрическими измерениями в сторону их малых значений. Исследования установки показали, что она позволяет измерять активность  $\gamma$ -источников, начиная с  $2 \cdot 10^6$  расп/сек, с погрешностью 3%.*

Воспроизведение единицы активности  $\gamma$ -источников в различных диапазонах значений этой величины осуществляется калориметрическим методом, методом ионизационной камеры и методом совпадений.

С помощью эталонной калориметрической установки типа УКГ-1 [1] единица активности  $\gamma$ -источников воспроизводится в диапазоне  $3 \cdot 10^9$ — $2 \cdot 10^{11}$  расп/сек. Пользуясь методом совпадений (установка типа УСЧ-6\*), можно измерять активности  $\gamma$ -источников не выше  $10^6$  расп/сек. Промежуток между  $10^6$  и  $3 \cdot 10^9$  расп/сек охватывается измерениями сферической щелевой ионизационной камерой [2]. Однако при таких измерениях необходимо учитывать систематическую погрешность, обусловленную самопоглощением излучения в источнике, вследствие чего погрешность результата измерений ионизационной камерой существенно превышает погрешность калориметрических измерений. Поэтому задача повышения чувствительности  $\gamma$ -калориметров, т. е. понижения нижнего предела измеряемых ими активностей, весьма актуальна. Целью настоящей работы и явилось решение этой задачи.

В соответствии с этим во ВНИИМ разработана и изготовлена новая установка типа УКГ-3 с адиабатическим  $\gamma$ -калориметром повышенной чувствительности, достаточной для измерения активностей  $\text{Co}^{60}$  порядка  $(2+4) \cdot 10^8$  расп/сек, что на один порядок ниже, чем у эталонной калориметрической установки УКГ-1.

Установка УКГ-3 в дальнейшем должна быть аттестована в качестве эталонной, воспроизводящей единицу активности в диапазоне  $2 \cdot 10^8 \div 1,5 \cdot 10^{10}$  расп/сек.

\* См. стр. 25.

Калориметры, у которых во время измерений не происходит теплообмен между приемником тепла и окружающей средой, называются адиабатическими.

Использование калориметров адиабатического типа позволяет получить чувствительность большую, чем, например, у калориметров статических, применяемых в установке УКГ-1. Температура последних при измерении источника, поднявшись до равновесной, далее остается неизменной; температура же адиабатического калориметра под действием источника в течение рабочего цикла растет линейно со временем. Отсутствие теплообмена позволяет значительно увеличить продолжительность калориметрических измерений, благодаря чему в калориметре постепенно можно накопить значительное количество тепла.

В литературе описано много разновидностей адиабатических калориметров, но здесь будет рассмотрен лишь один, построенный недавно в США [3], который по своему назначению и по конструкции ближе всего напоминает  $\gamma$ -калориметр УКГ-3.

Сообщение о создании этого  $\gamma$ -калориметра появилось в СССР в начале 1962 г., когда во ВНИИМ уже вели расчеты и делали первые наброски конструкции установки. Поэтому после критического изучения этого сообщения кое-что было использовано при создании калориметра УКГ-3, но в основном конструкция нашего калориметра отличается от американского.

1. Калориметр УКГ-3 рассчитан на измерение активностей порядка  $2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9$  расп/сек, поэтому к нему предъявляли повышенные требования в отношении чувствительности. Это определило сравнительно небольшие размеры поглотителя калориметра, а следовательно, и его оболочки и термостата.

В работе [3] главный упор, по-видимому, делается на точность измерений. Описанный в ней калориметр имеет цилиндрический поглотитель, обеспечивающий практически полное поглощение  $\gamma$ -излучения (цилиндр из сплава вольфрама  $d=150$  мм,  $l=150$  мм, вес  $\sim 40$  кг), что позволяет избежать ошибок, связанных с неточным знанием величины поглощения. Однако использование такого большого поглотителя приводит к значительному увеличению его теплоемкости, а следовательно, снижает чувствительность калориметра и увеличивает время измерений. Кроме того, это ведет к увеличению размеров всей установки, поэтому и калориметр представляет довольно громоздкое сооружение с термостатом объемом  $\sim 1,5$  м<sup>3</sup>.

В отличие от калориметра США [3] поглотителю калориметра УКГ-3 придана шаровая форма. Для такой геометрии (источник в центре массивного шарового поглотителя) во ВНИИМ ранее была разработана методика расчета поглощения излучения [4]. Поэтому размеры шарового поглотителя УКГ-3 таковы ( $d=70$  мм, вес около 2 кг), что в нем поглощается примерно 75% излучения с энергией квантов 1,25 Мэв.

2. Для измерения малых изменений температуры калориметра, помимо термисторов, в конструкции УКГ-3 применен более надежный термочувствительный элемент — платиновый термометр сопротивления.

3. Для автоматического регулирования адиабатического режима калориметра использована новая схема с фотоэлементом, разработанная лабораторией тепловых измерений ВНИИМ [5].

## Конструкция установки УКГ-3

Установка УКГ-3 состоит из следующих основных узлов (рис. 1):

- 1) камеры с шаровым  $\gamma$ -калориметром,
- 2) водяного термостата,
- 3) аппаратуры для автоматического регулирования температурного режима калориметра,
- 4) стенда с измерительной схемой, используемой для градуировки калориметра по току,
- 5) сдвоенного моста для измерения сопротивления термисторов,
- 6) калориметрического моста для измерения сопротивления платинового термометра.

Устройство и принцип действия установки легко понять из следующего.

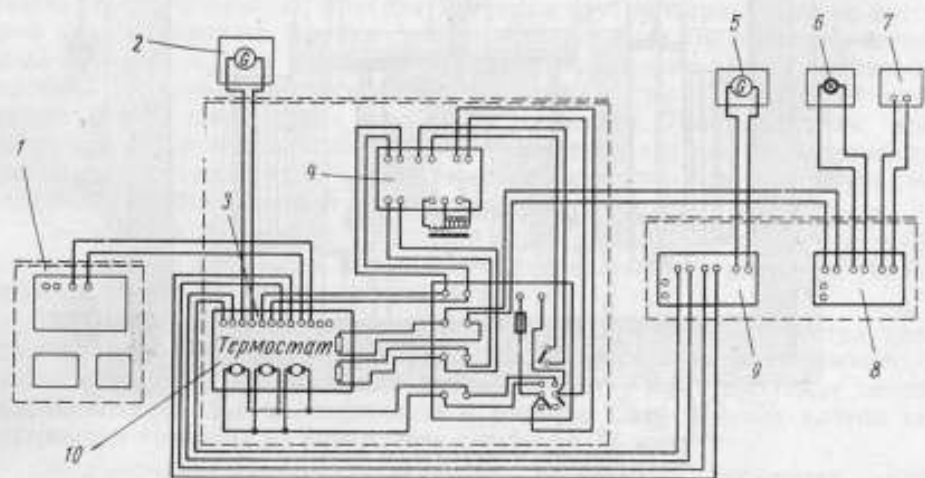


Рис. 1. Принципиальная схема установки УКГ-3.

1 — калориметрический мост для измерения сопротивления платинового термометра; 2 — гальванометр М21/5; 3 — термостат с калориметром; 4 — терморегулирующее устройство с контактным термометром; 5 — гальванометр М17/3, включенный в диагональ сдвоенного моста; 6 — осветительное устройство П-31 и гальванометру М21/5; 7 — фотоэлемент СЦВ-3; 8 — фотоблок; 9 — сдвоенный мост для измерения сопротивления термисторов; 10 — термостат.

Калориметр представляет собой свинцовый шар, установленный на теплоизолирующей опоре внутри водонепроницаемой латунной камеры. Внутреннее устройство камеры с калориметром и термостата видно из рис. 2. В центре шара имеется небольшая полость, куда при измерении помещают  $\gamma$ -источник. Излучение, испускаемое источником, поглощается в свинцовом шаре и постепенно нагревает его. Изменение температуры шара можно фиксировать любым из трех термочувствительных элементов, введенных в шар; платиновым термометром сопротивления и двумя термисторами — низкоомным и высокоомным. Измерив температуру шара в начальный и конечный моменты времени и зная из градуировки теплоемкость калориметра, можно определить общее количество тепла, выделенное источником за время измерения. Сказанное выше справедливо лишь в том случае, если между шаром и окружающей его средой нет теплообмена. Чтобы устранил этот теплообмен, по мере нагревания шара от источника синхронно с ним подогревают и его оболочку. Для этого латунную камеру с калориметром устанавливают в центре водяного термостата, температура которого регулируется автоматически с

помощью специальной системы. Между свинцовым шаром и латунной камерой включена термобатарея, которая управляет системой нагревателей, расположенных в ванне. При возникновении разности температур между шаром и его оболочкой световая отметка гальванометра, включенного в цепь термобатареи, попадает на фотоэлемент, который через усилитель посылает ток в цепь нагревателей. Когда разность температур между шаром и окружающей средой станет равной нулю, световой указатель гальванометра вернется в свое исходное положение, и фотоэлемент прекратит подачу тока в нагреватели.

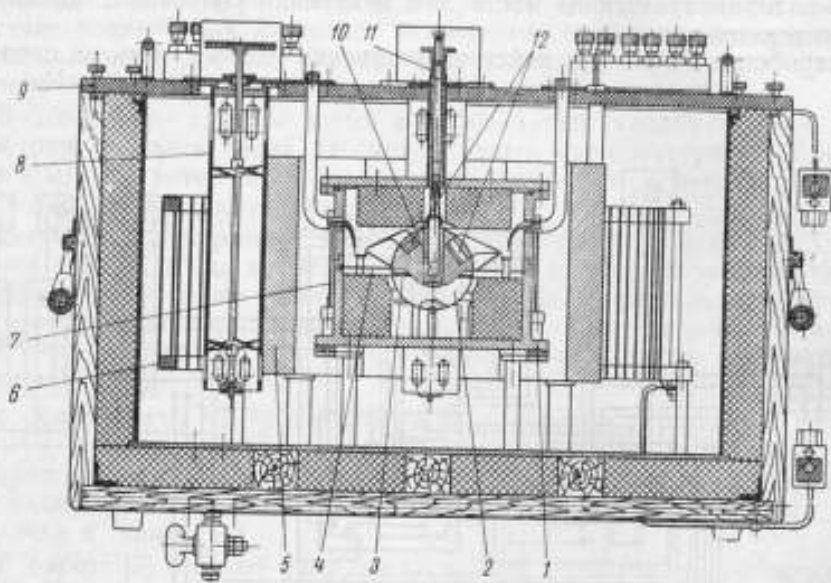


Рис. 2. Разрез термостата с калориметром.

1 — водонепроницаемая латунная камера; 2 — свинцовый шар; 3 — платиновый термометр сопротивления; 4 — термобатарея из 50 термопар; 5 — защитные свинцовые стенки; 6 — наружные нагреватели; 7 — подогрев; 8 — металки; 9 — крышка термостата; 10 — измерительный источник; 11 — цинковый держатель; 12 — термисторы.

**Гамма-калориметр.** Основная часть калориметра — приемник тепла — свинцовый шар диаметром 70 мм, поверхность которого хромирована и полирована. Через центр шара вертикально проходит цилиндрический канал диаметром 15 мм, в который вставляют полую свинцовую втулку. На поверхности втулки намотана манганиновая катушка сопротивлением около 100 ом, используемая при градуировке как источник известной тепловой мощности.

В верхней части шара, по обеим сторонам от вертикального канала, запрессованы две свинцовые заглушки. В каждой заглушке на глубине 5—6 мм от поверхности размещено термосопротивление (термистор). Для лучшего теплового контакта шара и термисторов последние заливали сплавом Вуда, а сами заглушки плотно запрессовывали в свои гнезда.

Между свинцовым шаром и стенками латунной камеры, внутри которой расположен шар, смонтирована чувствительная термобатарея, измеряющая разность температур между ними. Вся термобатарея, состоящая из 50 отдельных термопар из медь-константана общим сопротивлением 100 ом, лежит в горизонтальной плоскости, проходящей через центр шара. На поверхности шара равномерно по кругу распределено



50 гнезд глубиной 1,5 мм, в которых находятся первые спай термопар. Соответственно вторые спай помещены в такие же гнезда с внутренней стороны стенки камеры.

По обе стороны от термопарных гнезд, в 5 мм от них, на шаре имеется по несколько витков нарезки. В канавках нарезки уложена намотка платинового термометра сопротивления. Благодаря такому расположению намотки между шаром и термометром имеется хороший тепловой контакт. Для электрической изоляции канавки, в которых лежит проволока, предварительно промазывали металлинковым лаком.

Свинцовый шар установлен в кольце из фторопласта-4, прикрепленном ко дну латунной камеры на трех опорных столбиках. Для уменьшения тепловых потерь свинцового шара через конвекцию все свободное пространство между шаром и камерой заполнено пористым материалом — поролоном. Верхняя часть камеры снабжена фланцем, к которому через резиновую прокладку восьмью болтами притягивают крышку. Через середину крышки проходит длинная трубка, верхний конец которой выходит наружу. Трубка сцентрирована с каналом шара. Измеряемый источник кладут в свинцовый стакан, закрывают сверху свинцовой пробкой и затем длинным цапговым захватом через эту трубку опускают внутрь шара, после чего цапгу вынимают. Таким образом, для загрузки калориметра источником и извлечения его нет необходимости раскрывать термостат и камеру, и, следовательно, эта процедура не нарушает общий температурный режим калориметра.

Провода от калориметра выводят наружу через две изогнутые трубки, выходящие из камеры, и подводят непосредственно к клеммам, укрепленным сверху на крышке термостата.

**Термостат.** Необходимый температурный режим калориметра создается с помощью водяного термостата. Термостатная ванна емкостью 100 л заключена в деревянный футляр, и между ними проложен теплоизоляционный слой из пенопласта и мипоры. Сверху ванна плотно закрывается крышкой из винипласта толщиной 12 мм.

Оборудование термостата включает контактный термометр, контрольный палочный термометр, три вертикальные мешалки и несколько распределенных в ванне нагревателей. В центре ванны на теплоизоляционной подставке установлена камера с калориметром. Так как калориметр предназначен для измерения источников с жестким  $\gamma$ -излучением, то в ванне на некотором расстоянии от камеры установлены четыре полукруглые свинцовые защитные стенки, окружающие камеру таким образом, чтобы вода могла свободно циркулировать вокруг нее.

Воду в термостате перемешивают три вертикальные мешалки, размещенные в разных точках ванны. Одна мешалка находится между камерой и защитными стенками, две другие укреплены симметрично вблизи наружных стенок ванны.

Внутри ванны установлены четыре распределенных нагревателя. Три из них размещены вдоль боковых стенок ванны. Каждый из трех этих нагревателей представляет собой рамку, состоящую из двух жестко скрепленных полукруглых текстолитовых планок, на которую намотана нихромовая проволока. Обмотка нагревателя равномерно распределена по всей площади рамки, подогревая большую часть ванны. Четвертый нагреватель имеет вид спирали, опоясывающей камеру, и установлен в промежутке между камерой и защитой.

Через отверстия в крышке термостата в двух симметричных точках ванны установлены два термометра — контактный и чувствительный палочный. Последний предназначен для контроля за температурой ванны

и, следовательно, позволяет следить за исправностью работы автоматических терморегулирующих систем.

**Температурный контроль ванны.** Температуру воды в ванне регулируют с помощью двух независимых автоматических регулирующих систем.

Первая система, поддерживающая постоянной температуру воды в термостате, включает в себя контактный термометр, реле и два (из трех наружных) нагревателя.

Работает эта система следующим образом (рис. 3). Если температура воды в ванне ниже рабочей точки термоконтакта, то он будет разомкнут, и при включении схемы в сеть реле подаст напряжение на нагреватели. Нагревание воды в ванне будет продолжаться до тех пор, пока температура ее не достигнет температуры рабочей точки термоконтакта. При замыкании последнего срабатывает реле и прекращает подачу напряжения на нагреватели.

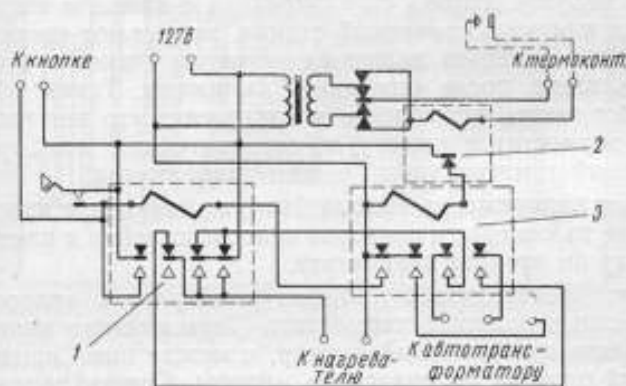


Рис. 3. Схема терморегулирующего устройства с контактным термометром.

1 — реле РП-100; 2 — реле РП-4; 3 — реле РП-100.

Точность поддержания заданной температуры термостата во многом зависит от контактного термометра. В данной схеме использован термометр с чувствительностью  $0,01^{\circ}\text{C}$  и рабочей точкой  $26,42^{\circ}\text{C}$ , т. е. выше комнатной температуры. С помощью системы с термоконтактом заданная температура термостата поддерживается постоянной в пределах  $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$ .

Более тонко температуру термостата регулируют другой регулирующей системой, ответственной за поддержание адиабатического режима калориметра. Она состоит из: термобатарей, чувствительного гальванометра, фотоэлемента СЦВ-3, фотоэлектрического блока и подогрева, включающего два нагревателя (наружный и спиралеобразный, окружающий камеру).

Принцип работы этой системы следующий. Включением и выключением подогрева управляет термобатарея, отмечающая разность температур между шаром и камерой. В цепь термобатарей включен гальванометр М21/5, у которого вместо шкалы установлен фотоэлемент. Фотоэлемент несколько смещен относительно нулевого положения гальванометра так, чтобы когда камера, а значит и ванна, будет холоднее шара, световой указатель гальванометра двигался бы в сторону фотоэлемента. Световой пучок, падая через щель на фотоэлемент, вызывает изменение

его сопротивления, и этот электрический сигнал передается на фотоблок.

Фотоблок (рис. 4) представляет собой усилитель, работающий на тиратроне ТГ1-1/0,8. Подобрав соответствующее сопротивление  $R$  и емкость  $C$  в цепи сетки тиратрона, можно добиться, чтобы при попадании луча на фотоэлемент, тиратрон зажигался в результате изменения потенциала его сетки. Тогда через нагреватель, стоящий в анодной цепи тиратрона, потечет ток. Когда температура воды в ванне и камеры станет равной температуре свинцового шара, нагревание прекратится. В этом случае э. д. с. термобатарей упадет до нуля, и, следовательно, световой указатель гальванометра уйдет с фотоэлемента и вернется в нулевое положение.

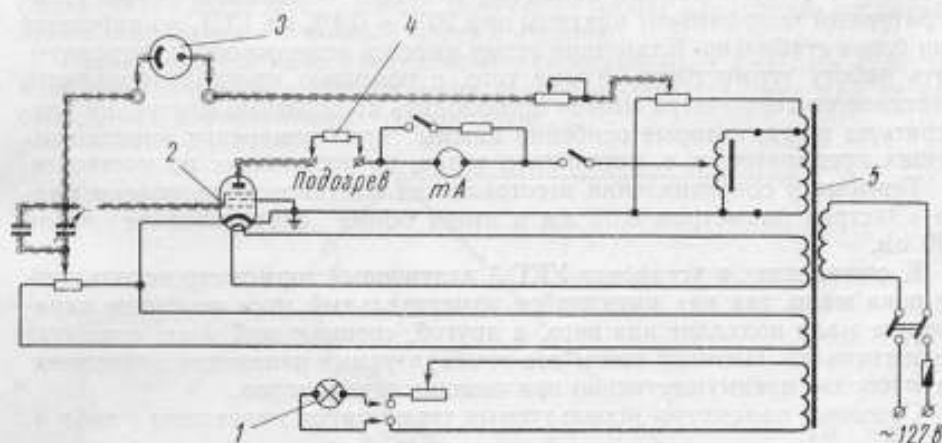


Рис. 4. Схема фотоблока

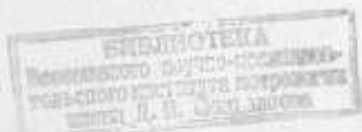
1 — осветитель фотоэлемента; 2 — тиратрон ТГ1-1/0,8; 3 — фотоэлемент СЦВ-3; 4 — подогрев термостата; 5 — трансформатор.

Подогрев включается автоматически каждый раз, когда температура ванны оказывается ниже температуры шара. К этому состоянию ведут два процесса: 1) остывание ванны вследствие теплообмена между ванной и окружающей средой и 2) нагревание шара, если в нем находится источник тепла ( $\gamma$ -источник или нагревательная катушка).

Когда в калориметре нет источников тепла, то температура шара практически не меняется\*, и температура ванны регулирующей системой поддерживается постоянной, равной температуре шара. Если же в калориметр поместить источник тепла, то по мере повышения температуры шара синхронно с ним будет подогреваться и ванна. Необходимую степень подогрева устанавливают, изменяя анодное напряжение тиратрона, подбирая соответствующие  $R$  и  $C$  в цепи сетки тиратрона, а также изменяя интенсивность светового луча, падающего на фотоэлемент.

Взаимосвязь двух терморегулирующих систем осуществляется следующим образом. Для приведения термостата в рабочее состояние сначала включают регулирующую систему с термоконтактом, которая доводит температуру термостата до его начальной рабочей точки  $26,42^\circ\text{C}$ .

\* Строго говоря, даже без источников тепла температура шара с течением времени несколько растет. Это вызвано тем, что через термистор, включенный в измерительный мост, все время течет ток, выделяющий постоянно некоторое количество тепла.



Этот режим поддерживают до тех пор, пока не наступит тепловое равновесие между всеми элементами, находящимися в ванне, о чем можно судить по э. д. с. термопары, включенной между шаром и камерой. Затем включают вторую систему, которая в дальнейшем поддерживает необходимый температурный режим. Равенство температур шара и ванны с помощью второй регулирующей системы поддерживается с точностью до  $2 \cdot 10^{-4}^{\circ}\text{C}$ .

**Термочувствительные элементы калориметра.** Как уже указывалось выше, за изменением температуры калориметра можно следить с помощью вмонтированных в свинцовый шар платинового термометра сопротивления и двух полупроводниковых термосопротивлений (термисторов).

В данной конструкции предусмотрено использование платинового термометра ввиду его большой надежности. Платиновые термометры по сравнению с термисторами обладают меньшей чувствительностью (температурный коэффициент платины при  $20^{\circ}\text{C} \sim 0,4\%$  на  $1^{\circ}\text{C}$ ), но работают они более стабильно. Благодаря этому имеется возможность контролировать работу термисторов. Кроме того, с помощью проградуированного платинового термометра можно производить абсолютные измерения температуры шара, которые особенно важны при измерении короткоживущих препаратов, т. е. источников тепла, не постоянных по мощности.

Термометр сопротивления изготовлен из платиновой проволоки марки «Экстра» диаметром 0,05 мм и имеет общее сопротивление около 120 ом.

К сожалению, в установке УКГ-3 платиновый термометр используется пока мало, так как имеющийся измерительный мост по своим параметрам мало подходит для него, а другой, специальный мост, пока еще не изготовлен. Поэтому почти все температурные измерения калориметра проводят преимущественно при помощи термисторов.

Основные параметры используемых термисторов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер термистора	Тип	Размеры, мм		Общее сопротивление при $20^{\circ}\text{C}$ , ом	Температурный коэффициент $\alpha$ , %
		диаметр	длина		
1	ММТ-1	2	14	1 850	-2,9
2	КМТ-4	4	25	69 870	-5,2

Для термисторов всех типов в среднем интервале температур значения сопротивлений меняются с температурой по экспоненциальному закону

$$R_T = Ae^{B/T}, \quad (1)$$

где  $R_T$  — значение сопротивления термистора при температуре  $T^{\circ}\text{K}$ ;  
 $A$  и  $B$  — постоянные термистора, зависящие от свойств его материала.

Написав выражение (1) для температур  $T$  и  $T_0$  и деля одно на другое, исключим постоянную  $A$ :

$$\frac{R_T}{R_0} = e^{B(T_0^{-1} - T^{-1})} \quad (2)$$



или

$$R_T = R_0 e^{B(T^{-1} - T_0^{-1})} = R_0 e^{B \left( \frac{T_0 - T}{T_0 T} \right)}. \quad (3)$$

Так как повышение температуры калориметра в течение любого практически используемого времени измерения не превосходит  $0,1^\circ\text{C}$  ( $T - T_0 < 0,1^\circ$ ), можно ограничиться только первыми двумя членами разложения экспоненты (3):

$$R_T = R_0 \left( 1 - \frac{T - T_0}{T_0^2} B \right). \quad (4)$$

Таким образом, с большой степенью точности можно считать, что сопротивление термистора является линейной функцией его температуры.

**Сдвоенный мост Уитстона.** Для определения изменений температуры калориметра было использовано измерение малых изменений сопротивления термистора с помощью моста Уитстона.

Разработанный нами специальный сдвоенный мост Уитстона (рис. 5) позволяет измерять в оптимальных условиях сопротивления как низкоомных, так и высокоомных термисторов.

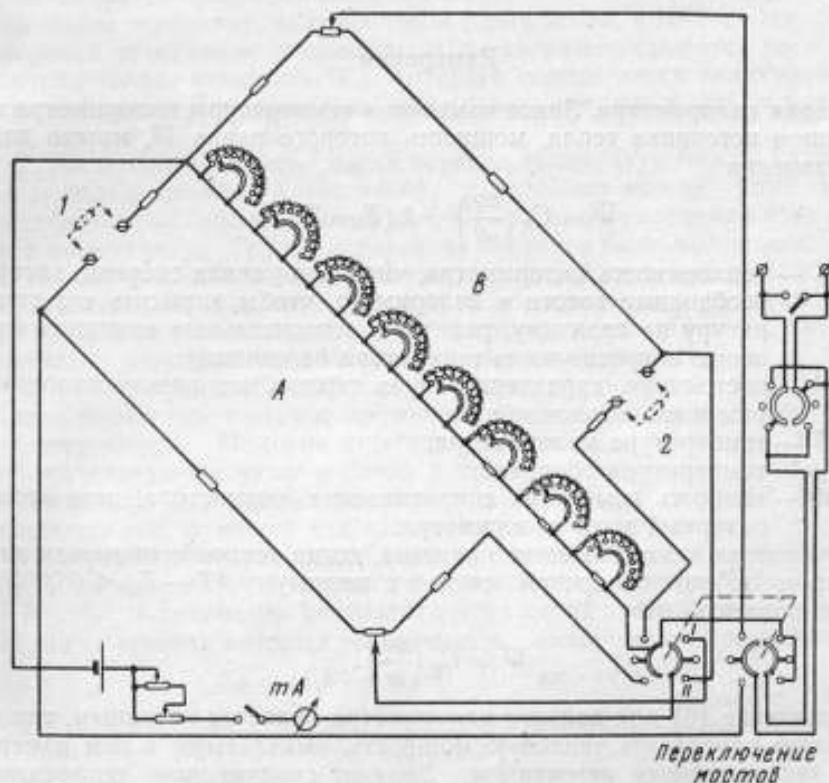


Рис. 5. Схема сдвоенного моста.  
1 и 2 — термисторы № 1 и 2 соответственно.

Этот мост представляет собой, по существу, два моста, в которых в качестве переменного плеча используется один и тот же магазин сопротивлений, вводимый с помощью переключателя либо в мост А, либо в мост В.



Плечами моста *A* являются: термистор № 1, магазин сопротивлений и два постоянных марганцевых сопротивления по 100 ом; моста *B* — термистор № 2, магазин сопротивлений и два сопротивления из марганца по 1000 ом. Марганцевые сопротивления являются постоянными плечами моста, поэтому их сопротивления подогнаны к номинальному значению с точностью до 0,01%.

Мосты уравнивают с помощью магазина сопротивлений, имеющего декады с сопротивлениями 10×10 000, 10×1000, 10×100, 10×10, 10×1, 10×0,1, 10×0,01 и 10×0,001 ом. Три последние декады построены по принципу параллельного подключения больших сопротивлений.

Таким образом, двоянный мост позволяет измерять сопротивления с точностью до 0,001 ом. Мост питается от батареи, в цепи которой предусмотрена регулировка, позволяющая установить необходимый рабочий ток. Марганцевые сопротивления моста, как и весь магазин сопротивлений, помещены в масляный термостат, а все соединения моста выполнены медными проводами.

В проведенных исследованиях в качестве нуля-индикатора для моста *A* использован гальванометр типа ГПГ-2, чувствительностью  $5 \cdot 10^{-9}$  а/мм, для моста *B* — гальванометр М21/1, чувствительностью  $1,2 \cdot 10^{-10}$  (а/мм)/м.

### Измерения

**Теория калориметра.** Закон изменения температуры калориметра под действием источника тепла, мощность которого равна  $W$ , можно найти из уравнения

$$W = C_R \left( \frac{dR}{dt} \right) + k(T - T_{об}), \quad (5)$$

где  $C_R$  — теплоемкость калориметра, численно равная энергии, которую необходимо ввести в калориметр, чтобы повысить его температуру на величину, равную в относительных единицах изменению сопротивления термистора на единицу;

$k$  — постоянная, характеризующая теплообмен между калориметром и его оболочкой;

$T$  — температура калориметра;

$T_{об}$  — температура оболочки;

$dR/dt$  — скорость изменения сопротивления термистора, или «температурный ход» калориметра.

В условиях адиабатического режима, когда теплообмен между калориметром и его оболочкой сведен к минимуму ( $T - T_{об} \leq 0,0002^\circ\text{C}$ ), можно полагать, что

$$W = C_R \left( \frac{dR}{dt} \right). \quad (6)$$

Уравнение (6) для данного калориметра является исходным, так как позволяет определить тепловую мощность, выделяемую в нем измеряемым радиоактивным источником. Зная из градуировки теплоемкость калориметра  $C_R$  и измерив температурный ход калориметра  $dR/dt$  под действием измеряемого источника, находим соответствующее значение  $W$ .

**Градуировка калориметра.** Теплоемкость калориметра  $C_R$  определяют из данных градуировочных измерений, которые производят с помощью источника тепла известной мощности. Таким источником служит находящаяся внутри свинцового шара нагревательная катушка, через

которую пропускают ток. В условиях, когда нагревательная катушка включена, измеряют с помощью термистора температурный ход калориметра  $(dR/dt)_{нагр}$ , характеризующий скорость изменения температуры калориметра.

Измерив мощность нагревателя  $W_{нагр}$  и соответствующее ему значение  $(dR/dt)_{нагр}$ , определяем теплоемкость калориметра.

$$C_R = \frac{W_{нагр}}{(dR/dt)_{нагр}} \quad (6a)$$

Мощность, развиваемую в калориметре нагревательной катушкой, можно определить с достаточной степенью точности (сколо 0,1%), зная сопротивление катушки  $R_{нагр}$  и силу протекающего через нее тока  $I_{нагр}$ :

$$W_{нагр} = I_{нагр}^2 R_{нагр} \quad (7)$$

Обе эти величины измеряют с помощью потенциометрического устройства, собранного на электроизмерительном стенде установки.

Прежде чем начать градуировочные измерения, термостат с калориметром следует привести в рабочее состояние, как описано выше. После этого измеряют дрейф моста, т. е. фоновый температурный ход калориметра  $(dR/dt)_{фон}$ . Появление фонового температурного хода калориметра объясняется следующими причинами:

1. Через термистор, включенный в схему моста, в течение всего цикла измерений течет ток и, следовательно, в калориметре имеется постоянный источник тепла, мощность  $W_{тс}$  которого определяется величиной рабочего тока моста. В приведенных ниже измерениях ток моста не превышал 1 ма, так что  $W_{тс} \leq 4 \cdot 10^{-4}$  вт.

2. Несмотря на минимальный перепад температур между калориметром и окружающей его оболочкой, теплообмен между ними, хотя и незначительный, все же происходит. При этом перенос тепла идет от ванны к калориметру. Такое направление переноса было выбрано специально, так как только в этом случае его можно учесть в виде фонового хода калориметра. Направление переноса и его величина определяются тем, как настроена терморегулирующая система с фотоэлементом, насколько тщательно подобран адиабатический режим калориметра.

Фоновый температурный ход калориметра находят, измеряя с помощью моста через равные промежутки времени изменение сопротивления термистора. Измерив тщательно  $(dR/dt)_{фон}$ , включают ток через нагревательную катушку и снова в течение некоторого времени следят за температурным ходом калориметра  $(dR/dt)_{нагр}$  в новых условиях. Выключив ток, фоновый ход калориметра измеряют снова.

Измерения температурного хода калориметра в исследованиях, которые приведены ниже, проводили с помощью термистора № 1.

В табл. 2 приведены результаты трех серий градуировочных измерений, на основании которых теплоемкость калориметра определена как

$$C_R = (1,84 \pm 0,03) \cdot 10^{-3} \text{ вт} \cdot (\text{г/о.м}).$$

Таблица 2

Номер серии	$W_{нагр} \cdot 10^5, \text{ вт}$	Измеренное $\left(\frac{dR}{dt}\right), \text{ о.м/ч}$	$C_R \cdot 10^3, \text{ вт} \cdot (\text{г/о.м})$	$[\bar{C}_R - C_R]$
1	20,42	0,108	1,89	0,05
2	28,27	0,156	1,81	0,03
3	28,16	0,154	1,83	0,01
Среднее			1,84	0,03

Указанная в таблице средняя арифметическая погрешность найдена из разброса значений  $C_R$  и определяется, в основном, экспериментальными ошибками, связанными с измерением  $(dR/dt)_{\text{нагр}}$ . В число их входят ошибки, обусловленные достоверностью показаний термистора, качеством работы всех систем калориметра, погрешностью отсчетов и т. д. В данном случае погрешностью определения мощности нагревателя  $W_{\text{нагр}}$ , входящей также в соотношение (6а) пренебрегли из-за ее малости.

**Измерение активности источников.** Переход от измеренной калориметром мощности источника  $W$  к его активности производят по формуле

$$N = \frac{W}{E_{\text{пора}}}, \quad (8)$$

где  $N$  — активность источника (расп./сек);

$E_{\text{пора}}$  — энергия, которую выделяет в калориметре источник в расчете на 1 акт распада.

Но

$$E_{\text{пора}} = \sum_i h\nu_i \alpha_i p_i + \bar{E}_\beta, \quad (9)$$

где  $h\nu_i$  — энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых измеряемым изотопом;

$\alpha_i$  — число  $\gamma$ -квантов  $i$ -той энергии, приходящееся на 1 акт распада;

$p_i$  — коэффициент, учитывающий степень поглощения в калориметре  $\gamma$ -квантов данной энергии;

$\bar{E}_\beta$  — средняя энергия  $\beta$ -спектра изотопа.

Подставив в формулу (8) вместо  $W$  и  $E_{\text{пора}}$  их выражения из соотношений (6а) и (9), получим формулу для  $N$ , выражаемую только через измеряемые величины и спектроскопические характеристики изотопа:

$$N = \frac{C_R(dR/dt)}{\sum_i h\nu_i \alpha_i p_i + \bar{E}_\beta}. \quad (10)$$

Здесь  $dR/dt$  — температурный ход калориметра под действием измеряемого источника.

Так как размеры поглотителя калориметра — свинцового шара ( $r_{\text{ш}} = 34,9$  мм) — недостаточны для полного поглощения жесткого  $\gamma$ -излучения, то в соотношении (10) введен коэффициент  $p_i$ , учитывающий степень поглощения  $\gamma$ -квантов различных энергий в шаре калориметра.

Определение степени поглощения излучения, проходящего толстые слои поглотителя, представляет весьма сложную задачу из-за трудности учета поглощения рассеянных квантов. Поэтому при создании калориметра форма и размер его поглотителя выбраны точно такими, как у  $\gamma$ -калориметра № 2, входящего в калориметрическую установку УКГ-1. Расчет поглощения  $\gamma$ -квантов в трех свинцовых шаровых поглотителях установки УКГ-1 был выполнен нами ранее [4]. В табл. 3 приведены найденные из расчета значения  $p_i$  для  $\gamma$ -излучения различных энергий в поглотителе адиабатического калориметра. Эти данные немного отличаются от полученных ранее, так как исправлены с учетом различия в размерах полости для источника и в толщине оболочки шара.

Анализ метода расчета коэффициента  $p_i$  показывает, что для данного свинцового шара они вычислены с погрешностью  $\sim 1\%$ .

Для проверки правильности работы новой калориметрической установки был проведен ряд контрольных измерений образцового источника

$Co^{60}$  № E-7, ранее тщательно измеренного на калориметрической и ионизационной установках [6].

Для  $Co^{60}$  в расчете на 1 акт распада в калориметре поглощается энергия

$$E_{\text{погл}} = 333,4 \cdot 10^{-15} \text{ дж/расп.}$$

Таблица 3

$h\nu_i$	0,80	1,17	1,33	1,70	2,20	2,80
$\rho_i$	0,920	0,810	0,778	0,723	0,690	0,680

Результаты трех серий измерений источника  $Co^{60}$  № E-7 приведены в табл. 4.

Таблица 4

Номер измерения	Измеренное $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{Co}$ , <i>ом/ч</i>	$\left \left(\overline{\frac{dR}{dt}}\right) - \left(\frac{dR}{dt}\right)\right $	Мощность источника, $W \cdot 10^5$ , <i>вт</i>	Активность $N \cdot 10^{-7}$ , <i>расп/сек</i>
1	0,0535	0,0015	9,85	29,5
2	0,0565	0,0015	10,39	31,2
3	0,0560	0,0010	10,30	30,9
Среднее . . .	0,0550	0,0013	—	30,5

Разброс значений  $(dR/dt)_{Co}$  в табл. 4 характеризует погрешность определения значения температурного хода калориметра, равную 2%.

Погрешность измерения активности источника  $N$  согласно формуле (10) будет складываться из трех составляющих:

а) погрешности определения теплоемкости калориметра  $C_R$ , равной 1,6%.

б) погрешности измерения температурного хода калориметра  $(dR/dt)_{Co}$ , равной 2%.

в) погрешности вычисления значения  $E_{\text{погл}}$ , составляющей для  $Co^{60}$  1,5% и определяемой ошибками расчета коэффициентов поглощения  $\rho_i$ , а также точностью знания спектроскопических характеристик изотопа  $h\nu_i$ ,  $\alpha_i$  и  $\bar{E}_\beta$ .

На основании приведенных выше данных средняя квадратическая погрешность измерения активности может быть оценена в  $\sim 3\%$ . Столь высокая погрешность объясняется главным образом большими ошибками в измерении температурного хода калориметра  $dR/dt$ , что связано с нестабильностью работы термисторов.

Найденная в результате измерения на установке УКГ-3 активность источника № E-7 равна

$$N = (30,5 \pm 1,1) \cdot 10^7 \text{ расп/сек.}$$

Значение активности этого источника, полученное ранее при его калибровке, было

$$N = (29,6 \pm 0,9) \cdot 10^7 \text{ расп/сек.}$$

т. е. оба значения активности согласуются между собой в пределах ошибок измерения.



## Выводы

1. Создана новая  $\gamma$ -калориметрическая установка УКГ-3 с повышенной чувствительностью для измерения активности радиоактивных источников.

2. Чувствительность калориметра УКГ-3 на порядок выше имеющихся во ВНИИМ калориметров типа УКГ-1 и позволяет измерять источники мощностью порядка  $10^{-4}$  вт. Это дает возможность производить калориметрические измерения активности  $\gamma$ -источников, начиная с  $2 \cdot 10^6$  расп/сек (для  $\text{Co}^{60}$ ).

3. Активности порядка  $(2 \div 3) \cdot 10^8$  расп/сек с помощью новой установки могут быть измерены в настоящее время с погрешностью 3%. Использование платинового термометра сопротивления в качестве термочувствительного элемента позволит уменьшить эту погрешность.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. Эталонная калориметрическая установка УКГ-1. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Издательство стандартов, 1964.

2. Караваяев Ф. М. Ионизационная камера для абсолютного измерения активности радиоактивных препаратов. «Измерительная техника», 1959, № 5.

3. Myers I. T., Blanc W. H., Fleming D. M. «Rev. Scient. Instr.» 1961, т. 32, р. 1013.

4. Аглинцев К. К. и Хольнова Е. А. Дифференциальный калориметр для измерения активности препаратов по их  $\gamma$ -излучению. «Труды ВНИИМ», вып. 30 (90). М.—Л., Стандартгиз, 1957.

5. Микина В. Д. Терморегулирование в калориметрической системе. «Труды институтов Комитета стандартов мер и измерительных приборов», вып. 63 (123). М.—Л., Стандартгиз, 1962.

6. Дричко А. Ф., Караваяев Ф. М., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. Рабочие эталоны и образцовые  $\gamma$ -излучатели 1-го разряда из  $\text{Co}^{60}$ . «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Издательство стандартов, 1964.

Статья поступила  
в печать 1965 г.

**ЭТАЛОННАЯ УСТАНОВКА УСЧ-6 ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ  
ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ  
МЕТОДОМ  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ - И  $\beta\text{-}\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ**

*Дается описание созданной во ВНИИМ установки для абсолютного измерения активности  $\beta$ -источников методами  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ - и  $\beta\text{-}\gamma$ -совпадений в диапазоне  $10^2\text{--}10^6$  расп.сек<sup>-1</sup> с погрешностью 0,2—0,1%. Приведены и сопоставлены результаты проведенных во ВНИИМ методом совпадений международных сличений удельной активности растворов и активности «твердых» источников  $\text{Co}^{60}$ .*

Градуировка образцовых  $\beta$ -источников высших разрядов (рабочие эталоны и образцовые источники 1-го разряда) в диапазоне  $10\text{--}10^5$  расп.сек<sup>-1</sup> согласно поверочной схеме осуществляется двумя абсолютными методами: методом  $4\pi\beta$ -счета и методами совпадений ( $\beta\text{-}\gamma$ ,  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  и  $\gamma\text{-}\gamma$ ).

Метод измерения активности  $\beta$ -источников с помощью  $4\pi$ -счетчика наиболее распространен благодаря своей простоте, надежности и высокой чувствительности. Точность его достигает 0,5% и зависит в основном от погрешности определения поправок на самопоглощение  $\beta$ -частиц и поглощение их в пленке-подложке.

В тех случаях, когда  $\beta$ -источники изготовлены из радиоактивных нуклидов, у которых  $\beta$ -распад сопровождается испусканием одного или двух  $\gamma$ -квантов ( $\text{Co}^{60}$ ,  $\text{Au}^{198}$  и др.), для измерения активности источников с большим успехом применяется метод  $\beta\text{-}\gamma$ -совпадений. При этом погрешность измерения активности достигает 0,2—0,4%, т. е. меньше погрешности метода  $4\pi$ -счета.

Из нескольких вариантов метода совпадений наиболее точен метод  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений, так как в нем до некоторой степени используется метод  $4\pi$ -счета.

Метод  $\beta\text{-}\gamma$ -совпадений менее точен (~1%), однако установка для измерения активности им проще по конструкции и в эксплуатации. Меньшая точность этого метода объясняется сложностью настройки установки, однако, если при этом пользоваться источником с известной активностью, то настройка упрощается, а точность повышается (0,5—1%). Этот метод наиболее удобен для массовых измерений активности источников, например, при градуировке образцовых источников 1-го разряда.

Для проверки достоверности и точности измерения активности радиоактивных нуклидов национальные метрологические лаборатории периодически проводят международные сличения активности различных радиоактивных источников по программе Международного бюро мер и весов.

В январе 1962 г. проведено первое международное сличение удельной активности раствора  $\text{Co}^{60}$  [1]. Во ВНИИМ при этом применяли два метода: метод  $4\beta\text{-}\gamma$ -счета [2] и метод  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений (описанный в данной статье). Оба метода дали одинаковое значение удельной активности раствора  $\text{Co}^{60}$ , равное  $4,700 \text{ мккюри} \cdot \text{г}^{-1}$ , хорошо согласующееся со средним значением всех национальных лабораторий ( $4,699 \text{ мккюри} \cdot \text{г}^{-1}$  и точно совпадающее с результатом Национального бюро эталонов США (NBS). Отклонение результата ВНИИМ от среднего составило 0,02% (рис. 1, а).

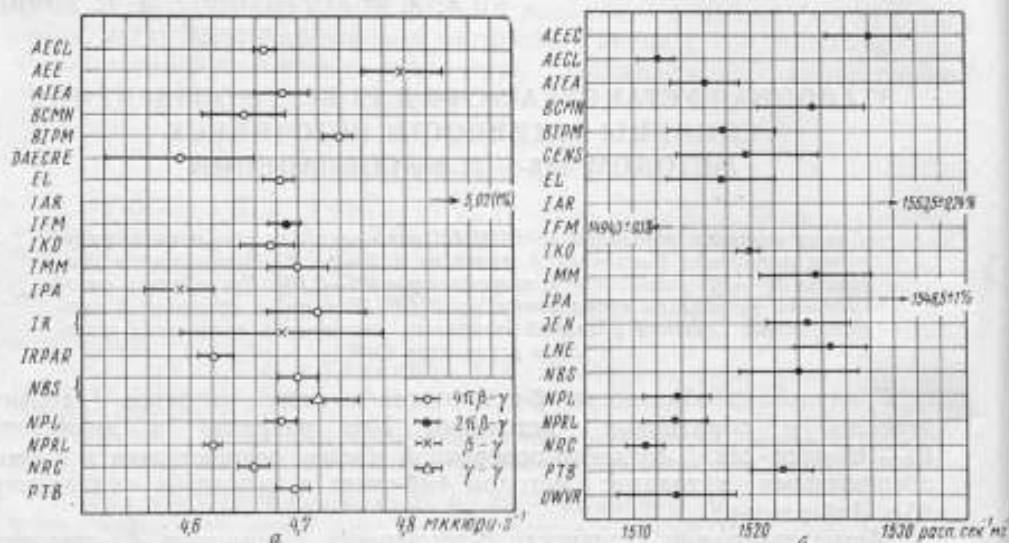


Рис. 1. Результаты международных сличений удельной активности раствора  $\text{Co}^{60}$ : а — в январе 1962 г. и б — в марте-апреле 1963 г.

В начале 1963 г. были проведены еще два сличения по  $\text{Co}^{60}$ , причем и на растворах, и на «твердых» источниках  $\text{Co}^{60}$  (на подложках из тонкой металлизированной пленки). Во всех измерениях были применены методы  $4\beta\text{-}\gamma$ - и  $\beta\text{-}\gamma$ -совпадений. Отклонение результата ВНИИМ от среднего международного значения составляло 0,23% для раствора  $\text{Co}^{60}$  (рис. 1, б) и 0,02, 0,15 и 0,5% для «твердых» источников  $\text{Co}^{60}$  (рис. 2, источники 1, 2 и 4) [3].

Примечание. На рис. 1—2 даны сокращенные обозначения следующих национальных лабораторий: ААЕС — Австралийская компания по атомной энергии, Лукас Хайто, Австралия; АЕСЛ — Компания атомной энергии, Чок Ривер, Онтарио, Канада; АЕЕ — Управление атомной энергии, Бомбей, Индия; АІЕА — Международное агентство по атомной энергии, Вена, Австрия; ВСМН — центральное бюро ядерных измерений, Хеель, Бельгия; ВІРМ — Международное бюро мер и весов, Севр, Франция; СЕНС — Центр ядерных исследований, Сакле, Франция; ДАЕСРЕ — Исследовательский институт комиссии по атомной энергии, Ризо, Дания; ЕЛ — Электротехническая лаборатория, Токио, Япония; ІАР — Институт прикладной радиоактивности, Лейпциг, ГДР; ІФМ — Институт физики и математики, Сант-Яго, Чили; ІКО — Научно-исследовательский институт ядерной физики, Амстердам, Голландия; ІММ — Институт метрологии им. Д. И. Менделеева, Ленинград, СССР; ІРА — Институт атомной физики, Бухарест, Румыния; ІР — Радиовый институт, Вена, Австрия; ІРРАР — Институт исследования, производства и применения радиоактивных изотопов, Прага, Чехословакия, JEN — Совет по ядерной энергии, Мадрид, Испания; LNE — национальная исследовательская лаборатория, Париж, Франция; NBS — национальное бюро эталонов, Вашингтон, США; NPL — Национальная физическая лаборатория, Теддингтон, Англия; NPRL — Национальная физическая исследовательская лаборатория, Претория, Южная Африка; NRC — Национальный исследовательский совет, Онтарио, Канада; РТВ — Федеральный физико-технический институт, Брауншвейг, ФРГ; UVVVR см. ІРРАР.

Из приведенных данных видно, что за исключением одного источника слабой активности (источник 4, рис. 2) отклонение результатов ВНИИМ не превышает 0,25%. Отклонение 0,5% для слабого источника объясняется большим  $\gamma$ -фоном в помещении при измерениях. Исходя из сопоставления результатов международных сличений, погрешность измерения активности источников  $Co^{60}$  по методу совпадений мы оцениваем, в зависимости от условий, в 0,2–0,5%. Помимо источников  $Co^{60}$ , во ВНИИМ методами совпадений была измерена активность источников  $Au^{198}$  [4],  $Am^{241}$  ( $\alpha$ - $\gamma$ -совпадения) и других с погрешностью 0,5–1,0%.

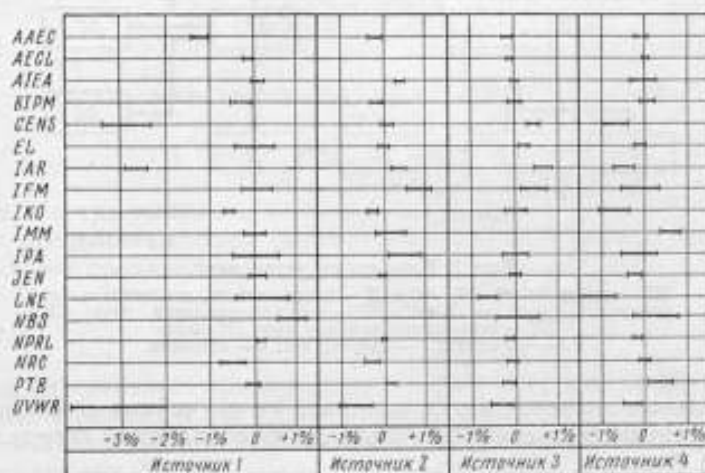


Рис. 2. Результаты международных сличений «твердых» источников  $Co^{60}$ , в марте-апреле 1963 г.

### Метод совпадений

Использование метода совпадений для абсолютного измерения активности радиоактивных источников и основные формулы этого метода удобно рассмотреть на примере измерения активности источников  $Co^{60}$ .

Радиоактивный нуклид  $Co^{60}$  распадается с испусканием  $\beta$ -частицы ( $E_{\beta\max} = 306$  кэв) и двух  $\gamma$ -квантов ( $E_{\gamma1} = 1,17$  Мэв,  $E_{\gamma2} = 1,33$  Мэв).

Блок-схема используемой установки показана на рис. 3. Скорости счета  $\beta$ -счетчиком  $\beta$ -частиц  $N_{\beta}$  и  $\gamma$ -счетчиком  $\gamma$ -квантов  $N_{\gamma}$  определяются соотношениями

$$N_{\beta} = N_0 \omega_{\beta} e_{\beta} = N_0 e_{\beta}, \quad (1)$$

$$N_{\gamma} = N_0 \omega_{\gamma} (e_{\gamma1} + e_{\gamma2}) = N_0 (e_{\gamma1} + e_{\gamma2}), \quad (2)$$

где  $N_0$  — активность источника;

$\omega_{\beta}$ ,  $\omega_{\gamma}$  — телесные углы  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиков;

$e_{\beta}$ ,  $e_{\gamma}$  — эффективность регистрации счетчиками данного излучения;

$e_{\beta}$ ,  $e_{\gamma}$  — полные эффективности счетчиков.

Число совпадений  $N_c$ , зарегистрированных в единицу времени, будет

$$N_c = N_0 e_{\beta} (e_{\gamma1} + e_{\gamma2}). \quad (3)$$

Из уравнений (1) — (3) получаем

$$N_0 = \frac{N_{\beta} N_{\gamma}}{N_c}. \quad (4)$$



Формула (4) значительно усложняется из-за необходимости введения поправок, учитывающих схему распада, «мертвое» время  $\beta$ - и  $\gamma$ -каналов, случайные совпадения, чувствительность  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению и др.

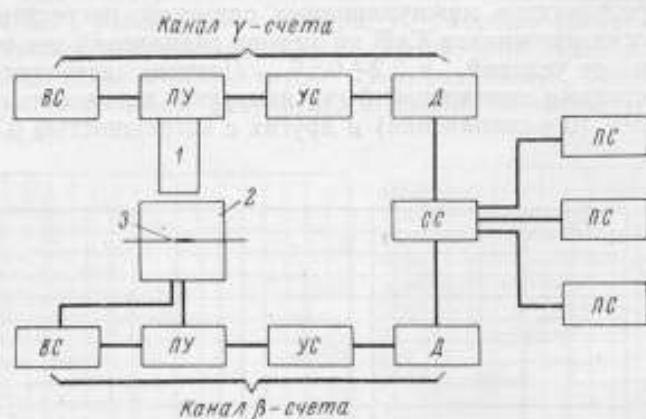


Рис. 3. Блок-схема установки.

ВС — прибор ВС-22; ПУ, УС и Д — предусилитель, усилитель и дискриминатор прибора УШ-2; СС — схема совпадений типа СМ; ПС — пересчетные приборы типа ПС-10 000.  
1 —  $\gamma$ -счетчик; 2 —  $4\pi\beta$ -счетчик; 3 — источник.

Наибольшее значение имеет поправка на случайные совпадения. При малой эффективности счетчика число таких совпадений определяется по известной формуле.

$$N_{ca} = 2\tau_R N_\beta N_\gamma, \quad (5)$$

где  $\tau_R$  — разрешающее время схемы совпадений.

Тогда число истинных совпадений будет

$$N_c = N'_c - N_{ca}, \quad (6)$$

где  $N'_c$  — число зарегистрированных совпадений.

При увеличении активности источников доля случайных совпадений увеличивается и при  $N_0 \approx \frac{1}{2\tau_R}$  число их сравнимо с числом истинных совпадений; точность измерений при этом уменьшается, что ограничивает возможность применения метода совпадений для измерений больших активностей.

При разрешающем времени схемы совпадений 0,5—1 мксек верхний предел измерения активности ограничивается величиной  $10^6$  расч/сек, в методе  $4\pi\beta$ - $\gamma$ -совпадений он равен  $10^5$  расч/сек из-за «мертвого» времени пропорционального  $4\pi$ -счетчика [2].

При увеличении эффективности счетчиков доля случайных совпадений в общем числе совпадений уменьшается и при  $\epsilon_\beta = 1$  и  $\epsilon_\gamma = 1$  (теоретически) число случайных совпадений равно нулю, так как все совпадения становятся «истинными» или совпадают с «истинными».

Для  $\epsilon_\beta < 1$  и  $\epsilon_\gamma < 1$ , в зависимости от способа вычислений, формулы для числа случайных совпадений будут разные, например [5]:

$$N_{ca} = \tau_R N'_\beta N'_\gamma (2 - \epsilon_\beta - \epsilon_\gamma) \quad (7)$$

или

$$N_{ca} = 2\tau_R (N'_\beta - N_c) (N'_\gamma - N_c), \quad (8)$$

где  $N'_\beta$ ,  $N'_\gamma$  — наблюдаемая скорость счета в счетчиках вместе с фоном.

Экспериментально было найдено, что наилучшие, т. е. более правильные, результаты получаются при использовании для определения  $N_c$  формулы, предложенной Кемпионом [5],

$$N_c = \frac{N'_c - 2\tau_R N'_\beta N'_\gamma}{1 - \tau_R (N'_\beta + N'_\gamma)}. \quad (9)$$

Поправку на «мертвое» время каждого счетчика вводят обычным методом, например

$$(N'_\beta)_{\text{ист}} = \frac{N'_\beta}{1 - N'_\beta \tau_\beta}, \quad (10)$$

Для действительного числа совпадений формула имеет вид:

$$(N_c)_{\text{ист}} = \frac{N_c}{1 - \tau_c (N'_\beta + N'_\gamma - N_c)}. \quad (11)$$

Введя все три поправки на «мертвое» время (10) и (11) в формулу (4) и пренебрегая пока случайными совпадениями, при условии  $\tau_\beta = \tau_\gamma = \tau_c = \tau$  получаем:

$$N_0 = \frac{N'_\beta N'_\gamma}{N_c (1 - N_c \tau)}. \quad (12)$$

Поправка на «мертвое» время в формуле (12) получена приближенно, но в реальных условиях  $N_c \tau \ll 1$ , т. е. она очень мала.

В окончательном виде формула для измерения активности источника  $N_0$  принимает вид [5]:

$$N_0 = \frac{N'_\beta N'_\gamma [1 - \tau_R (N'_\beta + N'_\gamma)]}{(N'_c - 2N'_\beta N'_\gamma \tau_R) (1 - N'_c \tau)}, \quad (13)$$

где  $\tau = \tau_\beta = \tau_\gamma$ , если  $\tau_c$  меньше  $\tau_\beta$  и  $\tau_\gamma$ , и  $\tau = \tau_\beta + \tau_\gamma - \tau_c$ , если  $\tau_c$  больше  $\tau_\beta$  и  $\tau_\gamma$ .

Поправки к основной формуле (4) получены с некоторым приближением, поэтому необходимо было экспериментально проверить, какие результаты дает формула (13) при различных условиях измерений. Эта проверка была произведена нами с помощью специальной схемы совпадений при различных  $\tau$  (от 1 до 30 мксек) и  $\epsilon_\tau$ . При этом было найдено, что при измерении одного источника в разных условиях  $N_0$ , определенное по формуле (13), получает одно и то же (в пределах погрешности) значение. Просчет из-за «мертвого» времени  $\beta$ -счетчика при этих измерениях достигал 10% ( $N'_\beta \tau_\beta \approx 0,1$ ).

Следует иметь в виду, что формула (13) справедлива только в том случае, когда эффективность  $\beta$ -счетчика для  $\gamma$ -излучения и  $\gamma$ -счетчика для  $\beta$ -излучения равны нулю. Эффективность  $\gamma$ -счетчика к  $\beta$ -излучению практически всегда можно сделать равной нулю, поместив перед  $\gamma$ -счетчиком фильтр из алюминия толщиной больше длины пробега  $\beta$ -частиц. Эффективность  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению может быть равна нулю только в том случае, если энергия  $\gamma$ -квантов источника меньше энергии  $\beta$ -частиц. Используя пропорциональный  $\beta$ -счетчик, можно установить уровень дискриминации в  $\beta$ -канале так, чтобы импульсы от  $\gamma$ -квантов не регистрировались. В остальных случаях  $(\epsilon_\tau)_\beta$  не будет равна нулю и это приведет к увеличению скорости счета в  $\beta$ -канале за счет  $(N'_\gamma)_\beta$ ,

т. е. за счет числа  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных  $\beta$ -счетчиком и не совпадающих по времени с зарегистрированными  $\beta$ -частицами. Число совпадений также увеличивается за счет  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений ( $N_{\gamma\gamma}$ ), не совпадающих с  $\beta$ - $\gamma$ -совпадениями.

Теоретически и экспериментально было установлено [5], что для случая, когда  $E_{\beta\max} < E_{\gamma}$ , при определенном уровне дискриминации в  $\gamma$ -канале увеличение скорости счета в  $\beta$ -канале компенсируется увеличением числа совпадений. Результат определения  $N_0$  по формуле (13) получается в этом случае истинным и не зависит от уровня дискриминации в  $\beta$ -канале (т. е. от  $\epsilon_{\beta}$ ). При повышении уровня дискриминации в  $\gamma$ -канале результат получается больше истинного, при понижении его — меньше истинного, за счет изменения соотношения  $(N_{\gamma})_{\beta}$  и  $N_{\gamma\gamma}$ .

Рассмотренные выше эффекты  $(N_{\gamma})_{\beta}$  и  $N_{\gamma\gamma}$  в методе  $4\beta$ - $\gamma$ -совпадений не влияют на результат ( $N_0$ ), так как при  $N_{\beta}$ , близком к  $N_0$  (для  $4\lambda$ -счетчика  $\epsilon_{\beta} = 97-98\%$ ),  $(N_{\gamma})_{\beta} = 0$  и  $N_{\gamma\gamma} = 0$  и мы всегда получаем правильный результат, независимо от уровня дискриминации в  $\gamma$ -канале и чувствительности  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению.

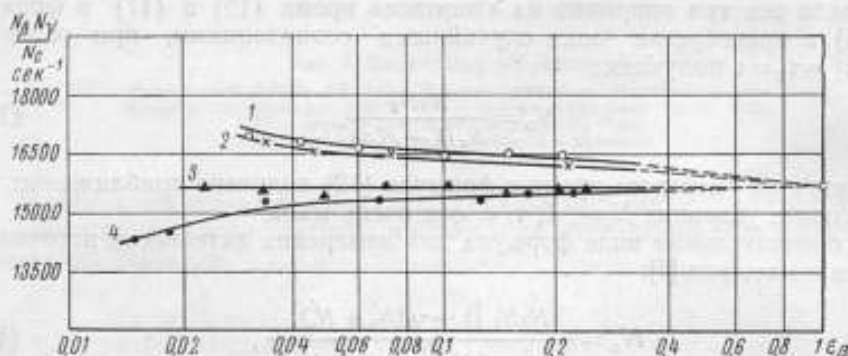


Рис. 4. График зависимости результатов измерения от эффективности  $\beta$ -счетчика  $\epsilon_{\beta}$  и уровня дискриминации в  $\gamma$ -канале.

1 — уровень дискриминации в  $\gamma$ -канале 25 а; 2 — 15 а; 3 — 7 а и 4 — 5 а.

В методе же  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений необходимо подбирать такой уровень дискриминации в  $\gamma$ -счетчике, чтобы увеличение скорости счета в  $\beta$ -счетчике компенсировалось увеличением числа совпадений.

На рис. 4 показана зависимость результата измерения активности источника  $Co^{60}$  от значения  $\epsilon_{\beta}$  и уровня дискриминации в  $\gamma$ -канале. Количественные данные рис. 4 справедливы только для тех условий, при которых производили измерения. Результат при  $\epsilon_{\beta} = 1$  получен методом  $4\lambda$ - $\gamma$ -совпадений. При измерении источников  $Au^{198}$  ( $E_{\gamma} < E_{\beta\max}$ ) результат всегда выше истинного, т. е. для получения истинного результата измерения активности необходимо применять метод  $4\lambda$ - $\gamma$ -совпадений или производить измерения при минимальном уровне дискриминации в  $\gamma$ -канале и экстраполировать полученные значения к  $\epsilon_{\beta} = 1$ .

#### Описание установки

Установка для измерения активности источников методом совпадений состоит из стенда с радиоэлектронными приборами и стола, на котором размещены проточные  $4\lambda$ -счетчики и сцинтилляционные счетчики. Для измерения активности источников методом  $4\lambda$ - $\gamma$ -совпадений используют проточный  $4\lambda$ -счетчик и сцинтилляционный  $\gamma$ -счетчик, а при



Рис. 5. Проточный 4л-счетчик.

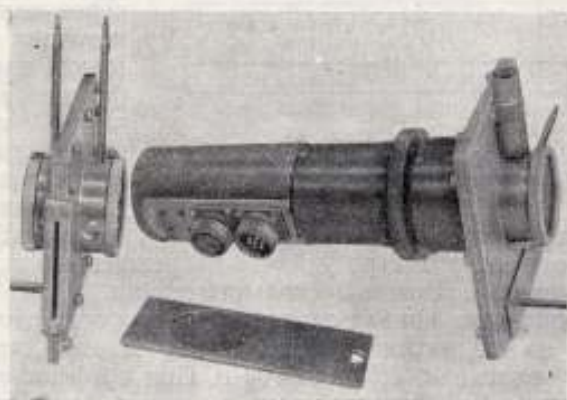


Рис. 6. Проточный 4л-счетчик и проточный 2л-счетчик вместе со сцинтиляционным  $\gamma$ -счетчиком.

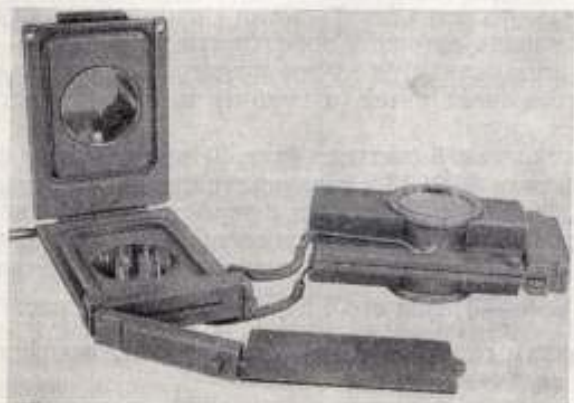


Рис. 7. Проточные 4л-счетчики со шлюзом.



методе  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений — два сцинтилляционных счетчика: один для  $\beta$ -, а второй — для  $\gamma$ -излучения. В комплект установки входит несколько сцинтилляционных и проточных счетчиков, позволяющих измерять активность источников в разных условиях.

Проточные счетчики, используемые в установке, работают на метане в пропорциональном режиме. Для установки было разработано несколько вариантов проточных  $4\pi$ -счетчиков, показанных на рис. 5—7. Все счетчики, кроме одного (рис. 5), имеют специальный шлюз, через который сменяют источники. Наиболее удачной оказалась конструкция проточного  $4\pi$ -счетчика, изображенного на рис. 7. Счетчик представляет собой два медных цилиндра диаметром 70 мм и высотой 35 мм, окруженных свинцовой защитой толщиной 50—70 мм. Внутри каждого цилиндра по диаметру на-

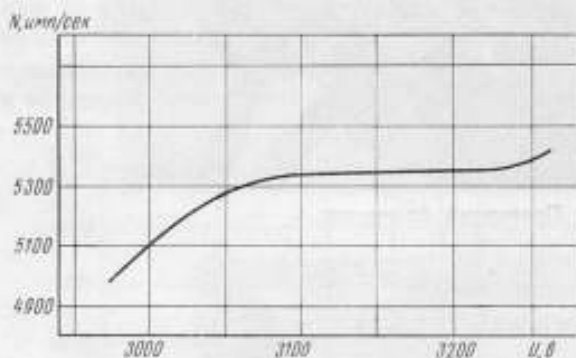


Рис. 8. Зависимость скорости счета от напряжения в проточном  $4\pi$ -счетчике.

го режима работы счетчика метана расходуется не более  $5 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>/сек. В случае необходимости быстро удалить поврежденный источник, разобрав счетчик можно в течение нескольких секунд.

На рис. 8 приведена кривая зависимости скорости счета в счетчике от напряжения на его нитях. Протяженность плато счетчика около 150—200 в при наклоне  $< 0,5\%$  на 100 в. При коэффициенте усиления усилителя не менее 10 000 напряжение на нитях счетчика на плато  $\sim 3200$ —3500 в. Разрешающее время счетчика  $\sim 2$  мксек, фон  $\sim 1,5$  имп/сек.

Эффективность регистрации  $\beta$ -частиц проточным  $4\pi$ -счетчиком не менее 99,9%. Площадь активной поверхности источников — до 4 см<sup>2</sup>.

$4\pi$ -счетчики всех вариантов имеют примерно одинаковые внутренние размеры и расположение нитей, и поэтому их характеристики мало отличаются друг от друга.

В сцинтилляционном  $\beta$ -счетчике (рис. 9) используется фотозлектронный умножитель типа ФЭУ-13 и сцинтилляционная пластмасса на основе полистирола с добавками РОРОР и *p*-терфенила. Толщина сцинтилляторов — порядка 0,5—1 мм. В зависимости от энергии  $\beta$ -частиц и подложки источника эффективность сцинтилляционного  $\beta$ -счетчика достигает 30—40% ( $\epsilon_s = \frac{N_s}{N_0}$ ), фон его  $1,5 \div 2$  имп/сек. На рис. 10 приведены кривые зависимости скорости счета  $\beta$ -частиц — от источника и фона — от напряжения на ФЭУ.

В сцинтилляционных  $\gamma$ -счетчиках (рис. 9) используют сцинтилляционные кристаллы NaJ(Tl) размером 40×50 мм (в некоторых слу-

чаях  $80 \times 80$  мм) и фотоэлектронные умножители типа ФЭУ-13. Кривые зависимости скорости счета  $\gamma$ -квантов от источника и фона от напряжения на ФЭУ показаны на рис. 10. Фон счетчика в свинцовой защите толщиной 5–7 см — порядка 3 имп/сек, эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов 5–10%.

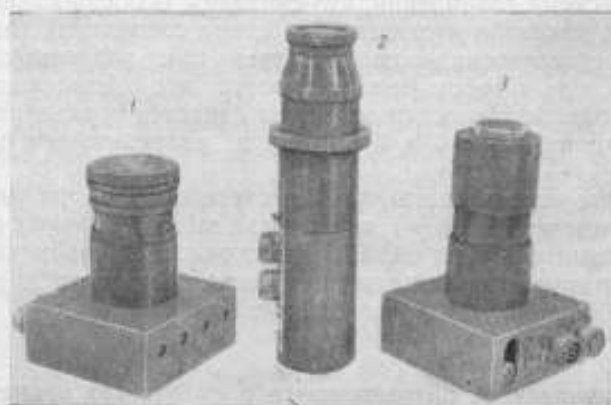


Рис. 9. Сцинтилляционные счетчики:  
1 —  $\beta$ -счетчик, 2 и 3 —  $\gamma$ -счетчики.

Разрешающее время сцинтилляционного  $\beta$ -счетчика порядка 1 мксек,  $\gamma$ -счетчика — около 2,5 мксек, однако разрешающее («мертвое») время схемы совпадений больше, и поэтому при измерениях это время учитывается.

В сцинтилляционных счетчиках используют нелинейный предусилитель, представляющий собой обычный катодный повторитель без дополнительного смещения на сетке лампы. В предусилителе происходит амплитудное ограничение отрицательных импульсов, поэтому уменьшается как перегрузка основного усилителя, так и разрешающее время счетчика. Нелинейность предусилителя играет существенную роль только в том случае, если коэффициент усиления основного усилителя не более 100. Для усиления импульсов от сцинтилляционных и 4л-счетчиков (см. блок-схему на рис. 1) используют видоизмененные усилители типа УШ-2. Для увеличения коэффициента перегрузки усилителя (для импульсов с большой амплитудой) в несколько

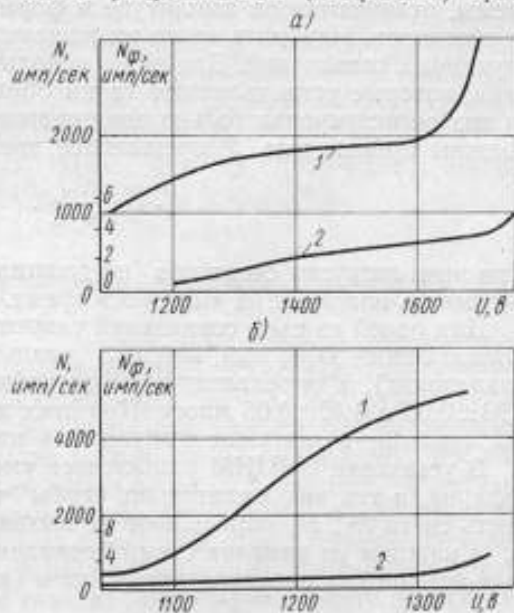


Рис. 10. Графики скорости счета от источника (кривые 1) и фона (кривые 2) в зависимости от напряжения на ФЭУ:

а — для сцинтилляционного  $\gamma$ -счетчика и б — для  $\beta$ -счетчика.

его каскадов введена нелинейная обратная связь с помощью диодов, уменьшены постоянные времени разделительных  $RC$ -цепей, изменен режим работы дискриминатора. Импульсы от  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиков после усилителей и дискриминаторов поступают на схему совпадений типа СМ. Для определения активности источников может быть использована только «медленная» схема совпадений, что связано с особенностью метода совпадений. Как показали исследования, схема совпадений типа СМ после настройки достаточно надежно работает при разрешающем времени 0,5 и 1 мксек, при котором регистрируются все совпадающие импульсы от  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиков. Недостатком схемы является сравнительно большое «мертвое» время (около 4 и 7 мксек при разрешающем времени 0,5 и 1 мксек).

В установке использованы три пересчетных прибора типа ПС-10 000 с разрешающим временем  $\sim 1$  мксек и два высоковольтных стабилизированных выпрямителя типа ВС-22. Для повышения стабильности работы установки питание ее производится от специального стабилизатора переменного тока типа TR-9203/S мощностью до 5 кВт.

#### Определение разрешающего и «мертвого» времени схемы совпадений

Разрешающее время схемы совпадений определяют обычно двумя методами — с помощью линии задержки и по числу случайных совпадений. С помощью линии задержки разрешающее время определяют достаточно просто, но не очень точно, так как импульсы, поступающие на вход схемы, отличаются по амплитуде и форме от импульсов, поступающих от счетчиков. Наиболее точно разрешающее время определяют по числу случайных совпадений. Для этого используют два радиоактивных источника, которые устанавливают таким образом, чтобы излучение каждого из них регистрировал только один счетчик, т. е. истинные совпадения не должны происходить. Разрешающее время определяют по формуле

$$\tau_R = \frac{N_{cs}}{2N_\beta N_\gamma} \quad (14)$$

При этом загрузка счетчиков не должна быть очень большой, чтобы не учитывать поправок на «мертвое» время.

Для одной из схем совпадений разрешающее время, измеренное с помощью линии задержки, найдено равным 1 и 0,51 мксек (на разных диапазонах), а определенное по случайным совпадениям было равно  $0,93 \pm 0,05$  и  $0,49 \pm 0,05$  мксек. При этих же измерениях определено, что расхождение в задержке импульсов в каналах не превышает 0,1 мксек.

В установке ВНИИМ наибольшее «мертвое» время имеет схема совпадений, и так как желательно, чтобы  $\tau_\beta = \tau_\gamma = \tau_c = \tau_m$ , то обычно скорость счета  $N_\beta$ ,  $N_\gamma$  определяют на выходе этой схемы. «Мертвое» время  $\tau_m$  в каждом из каналов схемы совпадений (используя два радиоактивных источника) определяют методом трех измерений по формуле [6]

$$\tau_m = \frac{1 - \sqrt{\frac{(N_3 - N_1)(N_3 - N_2)}{N_1 N_2}}}{N_3} \quad (15)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — скорости счета от 1-го и 2-го источников;  
 $N_3$  — скорость счета от двух источников вместе.

При  $\tau_R = 0,5$  мксек  $\tau_m \sim 4,4$  мксек.

### Измерение активности источников методом $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений

При измерении активности источника методом  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений применяют следующую методику. Измеряемый источник закрепляют на рамке и устанавливают в  $4\pi$ -счетчике. При этом необходимо, чтобы подложка источника была электропроводящей. Применение неметаллизированных подложек или подложек, покрытых изоляцией, снижает точность измерения. После «промывки» счетчика метаном и установления минимальной скорости протекания метана через объем счетчика на него подают напряжение и определяют напряжение на его плато. Измеряют скорости счета от  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиков и число совпадений. Время каждого измерения 2—5 мин, а полное время, в зависимости от активности источника, от 20 до 60 мин. Фон счетчиков и фон совпадений определяют отдельно в том же режиме, при котором производили измерение источника. Активность источника определяют по формуле (13).

При оценке погрешности результата  $N_0$  в методе  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений учитывают следующие погрешности:

- 1) статистическую,
- 2) из-за фона счетчиков,
- 3) из-за случайных совпадений,
- 4) из-за нестабильности установки,
- 5) при введении поправки на «мертвое» время,
- 6) из-за неточного знания схемы распада и др.

Погрешности определяют по результатам измерения. Полную погрешность измерения активности источника определяют по формуле

$$\delta N_0 = \sqrt{\sum_i (\delta_i)^2}.$$

В данной работе при измерениях источников средней активности ( $\sim 5 \cdot 10^3$  расп/сек) и введении поправок погрешности из-за случайных совпадений, «мертвого» времени, нестабильности установки были приблизительно  $\leq 0,1\%$  и из-за фона  $\gamma$ -счетчика  $0,1\%$ .

Статистическая погрешность была порядка  $0,1\text{--}0,12\%$ , полная погрешность измерения активности источника  $0,25\text{--}0,3\%$ .

### Измерение активности источников методом $\beta\text{-}\gamma$ -совпадений

Перед измерением активности источника необходимо экспериментально определить такой уровень дискриминации в  $\gamma$ -канале, при котором результат измерения, определяемый по формуле (13), не зависит от эффективности  $\beta$ -счетчика. Для этого производят ряд измерений источника при максимальной эффективности  $\beta$ -счетчика и различных уровнях дискриминации в  $\gamma$ -канале. Затем эффективность  $\beta$ -счетчика уменьшают за счет повышения уровня дискриминации и производят аналогичные измерения. На основании результатов измерения строят график, показанный на рис. 4, и по графику определяют уровень дискриминации в  $\gamma$ -канале, при котором результат не зависит от эффективности  $\beta$ -счетчика. Настройка установки значительно упрощается, а точность измерения повышается, если для настройки используют источник, активность которого определена методом  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений.

Погрешность результата определяют так же, как и методом  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений, только дополнительно приходится учитывать погрешность настройки установки, которую определяют экспериментально, многократно измеряя один и тот же источник при различных условиях.



### З а к л ю ч е н и е

Созданный во ВНИИМ макет эталонной установки для воспроизведения единицы активности  $\beta$ -источников методом совпадений позволяет измерять активность источников в диапазоне  $10^2$ — $10^6$  расп./сек<sup>-1</sup> с точностью 0,2—1%. Высокая точность (0,2—0,4%) воспроизведения единицы активности установкой 4л $\beta$ - $\gamma$ -совпадений была трижды подтверждена результатами международных сличений (январь 1962 г., март—апрель 1963 г.).

На измерительной установке  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений, кроме международных сличений, были: 1) проградуированы 42 образцовых источника  $\text{Co}^{60}$ ; 2) определена активность источников  $\text{Au}^{198}$  для нейтронной лаборатории ВНИИМ, что необходимо для измерения плотности нейтронных потоков методом активации золотых фольг, и проведены другие измерения.

Сопоставления результатов международных сличений, а также сравнение результатов измерения активности одних и тех же источников двумя независимыми методами (методом 4л-счета [2] и методом совпадений) дает возможность оценить систематическую погрешность каждого отдельного метода, которая для наших измерительных установок не превышает 0,1%.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Kotehine A. E. Rapport sur la Comparaison Internationale du Cobalt 60. Comité International des Poids et Mesures. Comité consultatif pour les étalons de mesure des radiations ionisantes. 4-e session, 1963 (6—7 mai). Paris, 1964.
2. Константинов А. А., Кочин А. Е. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности  $\beta$ -излучателей. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 69(129). М.—Л., Стандартгиз, 1962.
3. Rytz A. et Roy I. C. Rapport Preliminaire sur la Comparaison Internationale de la Methode 4 л $\beta$ - $\gamma$  (СР).
4. Андреев О. Л., Кочин А. Е. и др. Абсолютное измерение выхода нейтронных источников методом активации золотых фольг. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
5. Sampson P. I. «Int. J. App. Rad. Isot.», 1959, v. 4, p. 232.
6. Константинов А. А. и др. Образцовая установка УСЧ-5. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.

Статья поступила  
в феврале 1965 г.

### ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВО ВНИИМ УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ РАСТВОРОВ С ПОМОЩЬЮ 4Л-СЧЕТЧИКОВ ПРИ МЕЖДУНАРОДНЫХ СЛИЧЕНИЯХ

*Излагается методика измерения удельной активности радиоактивных растворов с помощью 4л-счетчика, применяемая во ВНИИМ при проведении международных сличений.*

Начиная с 1961 г. ВНИИМ принимает участие в международных сличениях удельной активности образцовых радиоактивных растворов по программе Международного бюро мер и весов.

Результаты измерения удельной активности радиоактивных растворов, полученные при этих сличениях во ВНИИМ, хорошо согласуются с результатами ведущих метрологических лабораторий США, Канады, Англии и ФРГ и со средним значением результатов всех национальных лабораторий [1]. Ниже приводится описание методики измерения удельной активности растворов во ВНИИМ и в ведущих национальных метрологических лабораториях.

Метод абсолютного счета частиц с помощью 4л-счетчика для измерения удельной активности растворов, как видно из результатов [1] большого числа международных сличений, имеет широкое распространение и получил всеобщее признание как наиболее простой, надежный, достоверный и универсальный. Однако в каждой национальной лаборатории имеются некоторые отличия в методике определения поправок, вносимых при измерении активности. Имеются отличия и в конструкции 4л-счетчиков и применяемой электронной аппаратуре. Все это сказывается при высокоточных измерениях и, как это видно из результатов международных сличений [1], не все национальные лаборатории в совершенстве овладели методом абсолютного счета частиц с помощью 4л-счетчика.

Радиоактивный раствор, удельную активность которого необходимо измерить при международных сличениях, представляет собой водный раствор соответствующей радиоактивной соли. Этот раствор содержит, как правило, небольшое количество радиоактивного вещества и носителя; для сличений брали радиоактивные растворы с удельной активностью не более  $5,5 \cdot 10^9$  (расп/сек)/кг (150 мккюри/г).

Для измерения удельной активности раствор наносит каплями на тонкие пленки, металлизированные золотом. Остающееся после испарения растворителя (воды) количество радиоактивного осадка очень невелико (около 1 мкг), и он прочно держится на пленке. Источники, изготовленные из раствора с большим количеством носителя (когда после испарения воды на пленке образовывались кристаллы, видимые в микро-

скоп), были достаточно прочными, и их активный слой не осыпался. Прочной связи активного слоя с пленкой содействует также применение инсулина, коллоидного раствора окиси кремния и других веществ, которыми обрабатывают пленку для получения равномерного слоя радиоактивного осадка. Помимо получения равномерного осадка, применение инсулина или раствора окиси кремния дает возможность задавать определенные размеры радиоактивного пятна. Изготовленный таким образом источник с известным количеством нанесенного на него раствора после высушивания измеряют в 4л-счетчике для определения числа вылетающих  $\beta$ -частиц. В случае известной схемы распада измеряемого нуклида по числу зарегистрированных 4л-счетчиком  $\beta$ -частиц определяют удельную активность раствора, или число актов распада за 1 сек в 1 г раствора. Для этого в число зарегистрированных 4л-счетчиком  $\beta$ -частиц необходимо внести несколько поправок:

1) на распад данного нуклида;

2) на фон 4л-счетчика;

3) на разрешающее время установки;

4) на поглощение  $\beta$ -частиц в пленке, на которую нанесен радиоактивный осадок;

5) на самопоглощение  $\beta$ -частиц в слое радиоактивного осадка.

Высокая точность измерения удельной активности раствора при помощи 4л-счетчика обуславливается в основном относительной малостью этих поправок, а также точностью их измерения.

Во ВНИИМ измерения производили с помощью пропорционального 4л-счетчика с фиксированным низким давлением [3]. Конструкцию электродов 4л-счетчика можно, как известно, варьировать в некоторых пределах, не внося погрешности при измерении.

На рис. 1 показаны вид и размеры электродов применяемых во ВНИИМ для международных сличений двух 4л-счетчиков с совершенно одинаковой скоростью счета, несмотря на сильно отличающуюся конфигурацию их электродов. 4л-счетчик типа «коробки» дает импульсы от  $\beta$ -частиц более стандартизованные и, соответственно, при  $\beta$ -счете имеет несколько большую длину «плато». Цилиндрический 4л-счетчик дает импульсы, более точно соответствующие энергиям  $\beta$ -частиц, и имеет несколько меньшую длину «плато» счета, но вместо этого дает хорошее разрешение для характеристического излучения  $\text{Sr}^{84}(\text{Mn}^{54})$  особенно, когда применяются экранные трубки [4]. 4л-счетчики обоих типов работают хорошо при низких давлениях многоатомных газов [ $1,3 \cdot 10^4 \div 5,3 \cdot 10^4$  н/м<sup>2</sup> (10—40 см рт. ст.) метана, бутана или пропана]. Для наполнения газом счетчика применяют специальные установки [5].

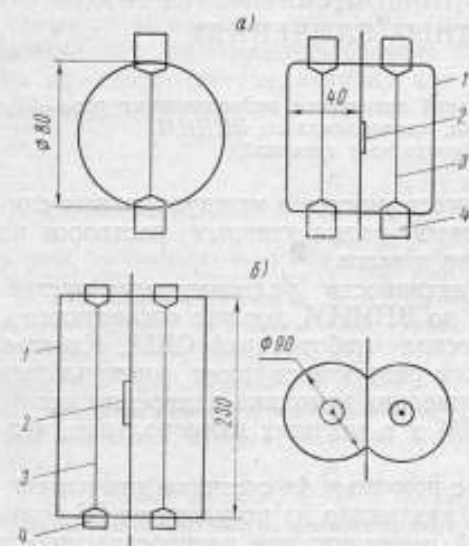


Рис. 1. Конструкция 4л-счетчиков.  
 а — счетчик типа «коробка»; б — цилиндрический 4л-счетчик.  
 1 — латунный корпус счетчика, 2 — радиоактивный источник, 3 — нить счетчика, 4 — изолятор.

Сама подготовка к измерениям проста. Источники вставляют между двумя 2л-счетчиками, откачивают воздух и наполняют счетчики многоатомным газом (метан, бутан). При измерениях давление газа поддерживают постоянным — обычно  $2,6 \cdot 10^4$  н/м<sup>2</sup> (20 см рт. ст.). Измерения скорости счета ведут как включенными вместе 2л-счетчиками, так и отдельно каждым из двух 2л-счетчиков.

Радиотехническая система для 4л-счетчика состоит из широкополосного неперегружающегося усилителя, интегрального дискриминатора, пересчетного устройства и высоковольтного выпрямителя. Так как в нашем распоряжении не было хорошего неперегружающегося усилителя промышленного образца, хотя бы типа УИС-2, то такой усилитель был изготовлен на основе усилителя УШ-2. В качестве пересчетного устройства использовали приборы типа ПС-10 000, которые после небольшой переделки и наладки могут иметь строго постоянное разрешающее время  $\sim 1$  мксек. Источником стабильного напряжения без высокочастотных наводок для питания 4л-счетчика служил серийный выпрямитель типа ВС-22.

Измерительные установки для 4л-счетчиков на протяжении ряда лет имеют строго постоянное разрешающее время 1,2—1,5 мксек, что проверяют с помощью излучателей. В отчете Международного бюро мер и весов [6] было отмечено, что «ИММ (т. е. ВНИИМ им. Д. И. Менделеева) ведет измерения на больших скоростях счета по сравнению с другими национальными лабораториями и при этом все же достигнута высокая точность и имеется хорошее согласие со средним арифметическим значением всех лабораторий». Такое измерение возможно, конечно, только при хорошей стабильности и высокой точности измерения разрешающего времени установки.

В качестве подложек радиоактивных источников во ВНИИМ используют целлулоидные пленки, металлизированные с обеих сторон. Это имеет существенное значение, так как и при измерении 4л-счетчиком с неметаллизированными пленками могут возникнуть ошибки порядка 20%. Количество нанесенного на пленку металла влияет на точность измерений. При этом, с одной стороны, необходимо, чтобы поверхность пленки была более проводящей, а с другой — нужно стремиться к тому, чтобы общая поверхностная плотность пленки была как можно меньше для уменьшения поправки на поглощение в ней  $\beta$ -частиц.

Большинство национальных лабораторий применяют пленки VYNS, а некоторые — полистироновые пленки. Однако целлулоидные пленки с поверхностной плотностью  $8 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>2</sup> ( $8$  мкг/см<sup>2</sup>) оказались вполне удовлетворительными по своим механическим свойствам (выдерживали каплю весом до 200 мг) и в то же время были достаточно тонкими для того, чтобы поправка на поглощение  $\beta$ -частиц была незначительной.

Приготавливают эти пленки следующим образом. Целлулоидную основу рентгеновской пленки, отмытую от эмульсии, растворяют в ацетоне в пропорции 1:10. Раствор выдерживают в течение нескольких суток, затем сливают и разбавляют амилацетатом в пропорции 1:2 (меняя эту пропорцию, можно регулировать толщину изготавливаемых пленок). Полученный раствор пипеткой наносят на поверхность дистиллированной воды (для лучшего растекания капли раствора воду желательно брать при температуре  $\leq 10^\circ$  С). На поверхности воды после испарения растворителя образуется целлулоидная пленка, которую можно снять на кольца из алюминиевой фольги.

Во ВНИИМ, так же как в большинстве национальных лабораторий, пленки металлизуют золотом, так как на позолоченную пленку химически не действует капля радиоактивного раствора, который, как прави-



до, имеет некоторую кислотность. Пленки металлизуют золотом толщиной слоя не менее  $10^{-4}$  кг/м<sup>2</sup> (10 мкг/см<sup>2</sup>), который обеспечивает достаточную проводимость, необходимую для точных измерений. Принятая по ВНИИМ такая толщина золотого покрытия хорошо согласуется с практикой других национальных лабораторий [6].

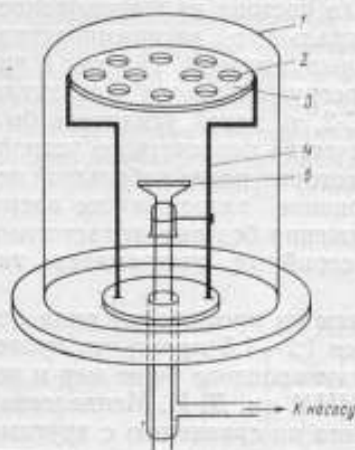


Рис. 2. Вакуумная установка для металлизации пленок.

1 — стеклянный колпак, 2 — отверстия для закрепления подложек, 3 и 4 — стойки и диск для установки подложек, 5 — вольфрамовая лодочка.

Золото наносят на пленку термическим испарением его из вольфрамовой лодочки в специальной вакуумной установке, откачанной до давления  $1,3 \cdot 10^{-3}$  н/м<sup>2</sup> ( $10^{-5}$  мм рт. ст.). Чем лучше вакуум и чем больше расстояние от лодочки с золотом до напыляемых пленок, тем равномернее золотое покрытие. В вакуумной установке ВНИИМ (рис. 2.) это расстояние равно 200 мм.

Поверхностная плотность пленки определяется как отношение веса пленки к ее площади. Вес пленки находят как разность веса кольца из алюминиевой фольги с пленкой и без нее. Взвешивание с точностью до 0,01 мг производят на микроаналитических весах СМД-1000.

Аналогично общий вес золотого слоя на пленке определяют как разность весов алюминиевого кольца с пленкой до и после напыления золота, а поверхностную плотность напыленного

золота — как отношение веса этого золотого покрытия к его площади.

Наряду с целлулоидными пленками применяют пленки из перхлорвинила, также металлизированные с обеих сторон золотом. Перхлорвинил растворяют в толуоле (1 : 10), раствор выдерживают не менее недели, затем сливают и перед употреблением добавляют в него несколько капель скипидара. Остальная технология — такая же, как и при изготовлении целлулоидных пленок. Из перхлорвинила возможно получать более тонкие пленки [до  $4 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>2</sup> (4 мкг/см<sup>2</sup>)] с достаточно хорошими механическими свойствами (они также выдерживали каплю раствора весом до 200 мг).

Большинство национальных лабораторий использует металлизированные пленки с поверхностной плотностью  $2 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-4}$  кг/м<sup>2</sup> (20—50 мкг/см<sup>2</sup>). Во ВНИИМ изготавливали пленки с общей поверхностной плотностью  $2,5 \cdot 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-4}$  кг/м<sup>2</sup> (25—40 мкг/см<sup>2</sup>).

Поправка на поглощение  $\beta$ -частиц в пленке тем меньше, чем она тоньше, однако очень тонкие пленки не обладают достаточными механической прочностью и электропроводностью.

Поглощение  $\beta$ -частиц в пленке во ВНИИМ определяли методом «сэндвича» [5]. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами НБС США и НФЛ Англии [6], которые определяли поглощение  $\beta$ -частиц в пленке также методом «сэндвича».

Как указано в отчете Международного бюро мер и весов [6], поправка на поглощение  $\beta$ -частиц в пленке получается разной в зависимости от применяемого национальной лабораторией способа определения ее. Поправки эти, полученные с использованием кривых Пейта и Яффе [7], значительно ниже полученных по методу «сэндвича». В отчете [6] отмечает-

ся, что наиболее надёжно определять поправку на поглощение  $\beta$ -частиц в пленке экспериментально.

Большинство национальных лабораторий добивается уменьшения поправки на самопоглощение специальной обработкой подложки, на которую наносят радиоактивное вещество. Необходимо равномерно растянуть слой активного осадка по некоторой поверхности, площадь которой определяется размерами капли раствора. Для этой цели употребляют некоторые коллоидные растворы [6]. ВНИИМ, как и большинство национальных лабораторий, для обработки подложки применяет инсулин. Интересно отметить, что, не имея информации о методе обработки подложки инсулином, ВНИИМ в результате экспериментальных исследований пришел, как это выяснилось из отчетов [6], к одинаковым приемам с другими национальными лабораториями.

Краткое описание этой обработки подложки сводится к следующему. На пленку наносят каплю раствора инсулина концентрации 0,5 международных единиц (МЕ) на 1 мл в кислом водном растворе. При этом можно употреблять медицинский инсулин (40 МЕ на 1 мл), соответственно разбавляя его водой и немедленно осаждая на пленку во избежание коагуляции белка; можно употреблять также и кристаллический инсулин. На пленку наносят 100—150 мг раствора инсулина (для получения большой обработанной площади), затем с помощью особой пипетки  $4/5$  раствора отсасывают обратно. Во ВНИИМ каплю раствора инсулина на пленке высушивали в камере в присутствии  $\text{CaCl}_2$  при комнатной температуре. На равномерное распределение активного осадка по всей обработанной площади влияют многие факторы: температура высушивания радиоактивного раствора, быстрота процесса нанесения раствора инсулина и др.

В некоторых национальных лабораториях, кроме подложки, обрабатывают также источник и для этого употребляют коллоидный раствор окиси кремния. Источники готовят в следующей последовательности: пленку обрабатывают инсулином, на инсулин наносят радиоактивный раствор, затем в него добавляют раствор окиси кремния слабой концентрации, сравнимый по количеству с инсулином, после этого высушивают его различными способами. Вообще в приготовлении источников существует большое разнообразие, так, например, иногда употребляют только окись кремния без инсулина, иногда — некоторые другие вещества; высушивание иногда производят в атмосфере  $\text{NH}_3$  и т. д.

Качественную оценку равномерности нанесения активного осадка по всей обработанной инсулином площади пленки можно получить, рассматривая полученные источники в микроскоп. Чем лучше обработка, тем меньше на пленке кристаллов активного осадка и тем равномернее они распределены. Кроме того, примененный во ВНИИМ способ изготовления источников с использованием инсулина был исследован при помощи электронно-захватного нуклида  $\text{Mn}^{54}$  ( $\text{Cr}^{54}$ ) следующим образом: на пленку, обработанную инсулином, нанесли раствор соли  $\text{Mn}^{54}\text{Cl}_2$ , полученный источник  $K$ -электронов Оже  $\text{Cr}^{54}$  ( $\text{Mn}^{54}$ ) исследовали в пропорциональном  $4\pi$ -счетчике. Наблюдаемая линия  $K$ -электронов Оже была несколько размыта по сравнению с линией  $K$ -электронов Оже  $\text{Mn}^{55}$  ( $\text{Fe}^{55}$ ), полученной от источника  $\text{Fe}^{55}$  ( $\text{Mn}^{55}$ ), изготовленного термораспылением  $\text{Fe}^{55}$  на пленку в вакууме. Однако общее число  $K$ -электронов Оже  $\text{Cr}^{54}$  ( $\text{Mn}^{54}$ ), вышедших из источника, было на 8—12% меньше расчетного, которое определяли исходя из числа испускаемых источником  $KX$ -квантов  $\text{Cr}^{54}$  ( $\text{Mn}^{54}$ ), коэффициента флуоресценции и числа  $K$ -электронов Оже, поглощенных в пленке. (Это число определяли методом «сэндвича») [8].

Исходя из разности между расчетным и зарегистрированным числом электронов Оже для источников  $Mn^{54}(Cr^{54})$ , обработанных и не обработанных инсулином, можно однозначно судить о качестве обработки их инсулином.

Количественное определение поправки на самопоглощение  $\beta$ -частиц представляет собой трудную задачу, и эта трудность является основным недостатком метода  $4\pi$ -счета. Для определения самопоглощения  $\beta$ -частиц наиболее часто применяют следующий способ: из основного радиоактивного раствора берут несколько частей, в которые добавляют различные количества носителя. Затем измеряют  $\beta$ -излучение источников, приготовленных из раствора с различными количествами носителя, и по кривой, дающей зависимость  $\beta$ -излучения источников от количества внесенного носителя, определяют поглощение  $\beta$ -частиц для источников, изготовленных из основного раствора. Некоторые национальные лаборатории определяют самопоглощение  $\beta$ -частиц описанным выше способом. При измерении удельной активности радиоактивного раствора  $P^{32}$  и  $Tl^{204}$  можно ограничиться оценкой величины самопоглощения  $\beta$ -частиц по известному количеству соли в радиоактивном растворе, так как самопоглощение  $\beta$ -частиц очень мало как для источников  $P^{32}$ , так и для источников  $Tl^{204}$ , изготовленных из раствора с небольшим количеством носителя (как это и было при международных сличениях).

Для источников  $Co^{60}$  такая оценка могла бы привести к значительной ошибке, поэтому при измерении удельной активности растворов  $Co^{60}$  во ВНИИМ самопоглощение  $\beta$ -частиц определяли методом сравнения  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения измеряемых источников с образцовыми источниками  $Co^{60}$ , в которых практически самопоглощение не происходит. Самопоглощение  $\beta$ -частиц  $Co^{60}$  было определено с большой точностью [9]. Образцовые источники  $Co^{60}$ , так же как упоминавшиеся выше источники  $Fe^{55}(Mn^{55})$ , изготавливали термонапылением на пленки в вакууме металлического  $Co^{60}$  или  $Fe^{55}$ . Термоиспарение радиоактивных нуклидов производили из вольфрамовой лодочки в вакуумной установке, аналогичной приведенной на рис. 2. Но при изготовлении подложки источников попадание золота на их обратную сторону не имеет значения, и термонапылять золото можно одновременно на 15—20 пленок. При изготовлении же напыленных радиоактивных источников дело обстоит сложнее. Напыленное радиоактивное пятно должно получиться определенного размера (порядка диаметра капли) и в центре пленки, при этом ни на обратной стороне подложки, ни со стороны напыления, кроме центра пленки, не должно быть следов радионуклида. Этого можно достигнуть, тщательно диафрагмируя и заклеивая обратную сторону подложки алюминиевой фольгой, которую затем снимают.

Схема расположения пленки, диафрагм и напыляемого нуклида приведена на рис. 1 в работе [9].

В общую погрешность измерения удельной активности раствора входит также погрешность определения количества раствора нанесенного на пленку для каждого источника. Во ВНИИМ его определяют следующим образом: взвешивают на микроаналитических весах СМД-1000 (точность 0,01 мг) пленку с кольцом, пипеткой наносят радиоактивный раствор, пленку с кольцом и раствором взвешивают, определяют скорость испарения данной капли и экстраполяцией находят поправку на испарение раствора за время взвешивания. Погрешность при этом небольшая и для одной капли весом 30—40 мг равна 0,2%.

Многие национальные лаборатории применяют пикнометрическое взвешивание (взвешивание пикнометра до и после нанесения капли раствора на пленку), тем самым избавляясь от поправки на испарение

капли при взвешивании. Ряд лабораторий принимает также меры против потери радиоактивного вещества из-за абсорбции в процессе приготовления источников в связи с необходимостью перенесения раствора из исходной ампулы в рабочие сосуды и пипетки. Для этого пипетки или пикнометры делают, например, из полиэтилена, а стеклянные пипетки покрывают антиабсорбционным слоем, измеряемый раствор разбавляют носителем в кислотном растворе и т. д.

Определение удельной активности растворов при помощи пропорционального 4π-счетчика с высокой точностью (0,5%) возможно только при тщательно отработанной технике приготовления радиоактивных источников из раствора.

Методика приготовления таких источников для метода 4π-счета с помощью пропорционального 4π-счетчика, применяемая во ВНИИМ, в основном совпадает с методиками ведущих национальных лабораторий Англии, США, Канады и ФРГ [1].

Использование электронно-захватного нуклида  $Mn^{54}(Cr^{54})$  для определения равномерности нанесения активного осадка по всей обработанной инсулином площади источника является очень чувствительным и эффективным методом, так как энергия электронов Оже  $Cr^{54}(Mn^{54})$  равна всего 5,4 кэВ, а поэтому число вышедших из активного слоя этих электронов весьма зависит от равномерности и толщины нанесенного активного слоя.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Comité Consultatif pour les étalons de Mesure des Radiations Ionisantes Comité International des Poids et Mesures Gauthier-Villars C<sup>16</sup>. Paris, 1963.
2. Simpson I. A. «Rev. Sci. Instr.» 1944, v. 15, p. 119.
3. Константинов А. А. Абсолютный счет β-частиц. «Труды ВНИИМ», вып. 30(90). М.—Л., Стандартгиз, 1957.
4. Константинов А. А. и др. Определение выхода К-флуоресценции и коэффициента «самопоглощения» КХ-лучей для Mg и Al. «Известия АН СССР», сер. физ., 1964, т. 28, 107.
5. Константинов А. А. и др. Установка для измерения внешнего α- и β-излучения. «Труды институтов Комитета стандартов» вып. 69(129). М.—Л., Стандартгиз, 1962.
6. Roy J. C. et Cavallo, L. Rapport sur la Comparaison Internationale du Ithallium-204, Comité International des Poids et Mesures Gauthier-Villars C<sup>16</sup>, 1963.
7. Pate V. and Yaffe L. «Canad. J. Chem.» 1955, v. 33, p. 929.
8. Константинов А. А. и др. Определение коэффициентов флуоресценции КХ-лучей  $V^{51}$ ,  $Mn^{55}$ ,  $Cu^{64}$ ,  $Ga^{71}$ . «Известия АН СССР», сер. физ., 1961, т. 25, стр. 228.
9. Константинов А. А. и Перепёлкин В. В. Определение самопоглощения β-частиц  $Co^{60}$  при измерении активности пропорциональным 4π-счетчиком. «Приборы и техника эксперимента», 1964, № 6.

Статья поступила  
в феврале 1965 г.



О ПЕРВИЧНОМ МЕЖДУНАРОДНОМ ЭТАЛОНЕ  
РАДИЯ

*Рассмотрено состояние вопроса о первичном международном эталоне радия. Приведены сведения о принятых по этому вопросу решениях международных метрологических организаций. Даны результаты сравнения эталона радия СССР № 5427 с другими международными и национальными эталонами радия, входящими в нормализованную систему эталонов, рассматриваемую в настоящее время в качестве первичного международного эталона радия.*

Как известно, первый международный эталон радия был утвержден в 1912 г. Международным конгрессом по электричеству, собравшимся в Брюсселе. Этот Конгресс постановил считать основным (первичным) международным эталоном радия препарат, изготовленный в Париже в 1911 г. Марией Кюри и содержащий 21,99 мг чистого безводного хлорида радия в тонкостенной запаянной стеклянной ампуле, и в качестве эталона-копии — препарат, изготовленный в Вене О. Хенигшмидтом и содержащий 31,17 мг хлорида радия. Этот же Конгресс учредил Международную комиссию по эталонам радия.

В течение последующих десятилетий оба эталона использовали для градуировки вторичных международных эталонов, распределяемых между различными странами для применения в качестве национальных эталонов радия. Градуировку этих эталонов производили относительным методом по  $\gamma$ -излучению. Вторичные эталоны снабжались сертификатами Международной комиссии по эталонам радия, подписанными Э. Резерфордом — председателем Комиссии, М. Кюри и Стефаном Мейером — членами Комиссии, ответственными за сравнения с парижским и венским эталонами соответственно. Подобным образом были аттестованы и полученные в 1927 г. эталоны Советского Союза: препарат № XI (первичный эталон радия СССР) и препарат № X (эталон-копия).

К середине 30-х годов возникли опасения за сохранность первичного международного эталона радия и эталона — копии ввиду возможности их разрушения. Такая возможность обусловлена тем, что в результате радиоактивного распада элементов семейства радия внутри ампулы постепенно накапливается гелий и хлор, давление которых внутри парижского эталона, по оценке Ф. Жолио-Кюри [1], достигло к 1934 г.  $17 \text{ кгс/см}^2$ . В то же время стенки стеклянных ампул эталонов (толщиной 0,27 мм) с течением времени теряют свою прочность в результате длительного непрерывного воздействия излучений.

Вследствие этого Международная комиссия по эталонам радия обратилась к О. Хенигшмидту, работавшему к тому времени уже в Мюнхенском университете, с просьбой об изготовлении нового набора эталонов

радия из радиевой соли, которую он использовал в этот период для определения атомного веса радия. Эта соль (хлорид радия) была тщательно очищена Хенигшмидтом от посторонних примесей и спектральный анализ ее показал, что примесь бария в ней по числу атомов составляет менее 0,002—0,003%. Атомный вес радия (226,05), определенный Хенигшмидтом в результате этой работы, не подвергается ревизии до настоящего времени.

Из этой соли Хенигшмидт приготовил 20 навесок и поместил их в стеклянные ампулы с толщиной стенок 0,27 мм, внутренним диаметром 3 мм и длиной около 40 мм. Запаяны ампулы были 2 июня 1934 г. во второй половине дня, последнее выделение радия — D из соли было произведено 25 мая 1934 г. Эталоны получили номера с 5421 по 5442 (№ 5423 и 5439 были пропущены). По сравнению с эталонами 1911 г. новые эталоны имеют ампулы значительно большего объема, благодаря чему давление газов в них должно возрастать не столь быстро.

Один из изготовленных препаратов (№ 5430), содержащий 22,23 мг хлористого радия, был выбран в качестве нового первичного международного эталона радия, хранящегося в Париже. В течение четырех лет этот эталон был сравнен с парижским и венским эталонами 1911 г. [2]. Эталон № 5428 был передан Институту радия в Вене (ИР) для замены эталона 1911 г. Остальные эталоны были или распределены между различными странами для использования в качестве национальных эталонов радия или оставлены в резерве для этой же цели. Советскому Союзу был предоставлен эталон № 5427.

Эталоны Хенигшмидта, передававшиеся для использования в качестве национальных эталонов радия, снабжались сертификатами Международной комиссии по эталонам радия (до прекращения деятельности последней в 1948 г.)\*. В этих сертификатах указаны два значения количества радия-элемента, содержащегося в эталонах: 1) определенное Хенигшмидтом путем взвешивания соли и 2) полученное в результате сравнения по  $\gamma$ -излучению с парижским и венским эталонами 1911 г. При этом, естественно, возникает вопрос, какому из этих двух значений следует отдать предпочтение, тем более, что расхождение между ними в некоторых случаях больше ожидаемого. В самом деле, если за исходное для каждого эталона принимать содержание радия, полученное сравнением по  $\gamma$ -излучению с парижским и венским эталонами 1911 г., то тем самым предполагается, что последние остаются основными (первичными) международными эталонами; если же принять за основу массу радия-элемента, определенную Хенигшмидтом путем взвешивания соли, то следует отметить, что она не зависит ни от эталонов 1911 г., ни от нового первичного международного эталона (№ 5430). В любом случае роль эталона № 5430 представляется сомнительной.

В 50-х годах в различных метрологических лабораториях были произведены тщательные взаимные сличения ряда эталонов Хенигшмидта [4—5] ионизационным и калориметрическим методами. Анализ результатов этих сличений, выполненный Коннором и Юдевом [6] в Национальном бюро эталонов США, показал, что содержание радия-элемента в эталонах определено Хенигшмидтом путем взвешивания соли при их изготовлении с большой степенью надежности. Далее, в результате взаим-

\* Эталоны, распределенные после 1948 г., в частности, и эталон СССР № 5427, снабжены свидетельством Хенигшмидта, в котором указано содержание радия-элемента, определенное взвешиванием соли, и сертификатом Горнорудного союза Верхней Каталюни с указанием содержания радия-элемента, полученного в результате измерений по  $\gamma$ -излучению.

ных сличений установлено, что участвовавшие в них эталоны Хенигшмидта образуют тесно связанную систему, которая может существовать даже при отсутствии новых первичных международных эталонов радия (№ 5430 и 5428). Следует также иметь в виду, что эталоны № 5430 и 5428 выбраны произвольно из 20 препаратов, содержание радия в которых было определено взвешиванием с одинаковой точностью (до 0,02 мг).

Приведенные выше соображения были изложены В. Б. Мэном (НБС) в записке, представленной им на совещание Специальной рабочей группы, собравшейся в Мюнхене 17 июля 1959 г. по решению 1-й сессии Консультативного комитета по эталонам для измерения ионизирующих излучений, чтобы рассмотреть вопрос о первичном международном эталоне радия. В результате обсуждения была принята следующая рекомендация [7].

«Специальная рабочая группа рекомендует, чтобы нормализованная система эталонов радия Хенигшмидта 1934 г. рассматривалась в качестве исходной основы для всех относительных эталонирований и калибровок радия. Для всех практических целей в настоящее время это будет выполнено путем принятия масс, определенных Хенигшмидтом для этих эталонов, применяемых в качестве национальных или международных эталонов». Эта рекомендация была принята на 2-ой сессии Консультативного комитета по эталонам для измерения ионизирующих излучений 23 сентября 1960 г. [8] и утверждена 49-й сессией Международного комитета мер и весов 10 октября 1960 г.

Поскольку все национальные (вторичные) эталоны были сравнены с парижским и венским эталонами 1934 г. (№ 5430 и 5428), а последние тщательно сличены с международными эталонами 1911 г., международные эталоны 1934 г. № 5430 и 5428 должны занимать в нормализованной системе особое место. Многие национальные эталоны будут связаны с этой системой только через парижский и венский эталоны 1934 г. Поэтому Специальная рабочая группа рекомендовала, чтобы хранение парижского эталона 1934 г. было поручено Международному бюро мер и весов, так же как и хранение эталона 1911 г. В настоящее время эталон № 5430 передан на хранение в МБМВ.

Советский Союз (в лице ВНИИМ им. Д. И. Менделеева) присоединился к рекомендации Специальной рабочей группы об утверждении нормализованной системы эталонов Хенигшмидта в качестве первичного международного эталона радия при условии, что эталон СССР № 5427 будет включен в эту нормализованную систему. Это требование, выраженное как в специальной переписке, так и устно (на заседаниях рабочих групп Консультативного комитета по эталонам для измерения ионизирующих излучений 16—19 января 1961 г.) было принято без возражений. Поскольку эталон СССР № 5427 не был сличен с другими эталонами Хенигшмидта, образующими нормализованную систему, на заседании Рабочей группы по эталонам радия 4 октября 1961 г. была намечена программа сличений эталона № 5427 с другими эталонами Хенигшмидта. В результате осенью 1963 г. эталон № 5427 был перевезен в МБМВ и оттуда направлен в Лабораторию Кюри (Институт радия) в Париже, а позднее в Федеральный физико-технический институт (ФФТИ) в Брануншвейге (ФРГ) и в Институт радия и ядерной физики в Вене; в

\* Рекомендацию подписали члены Специальной рабочей группы: Г. Х. Астон (Национальная физическая лаборатория, Англия), Х. Френц (Федеральный физико-технический институт, ФРГ), М. Фрилей (Институт радия, Франция), Б. Карлик (Институт радия, Австрия), В. Б. Мэн (НБС, США), Д. Л. Вольфсон (Национальный исследовательский совет, Канада).



конце 1963 г. и начале 1964 г. эталон № 5427 был сличен в этих лабораториях с эталонами № 5426, 5430, 5422, 5428 и 5438.

В лаборатории Кюри (ЛК) сличения производили в течение октября-ноября 1963 г. с помощью адиабатического автоматизированного микрокалориметра [5]. В сличениях участвовали все перечисленные выше эталоны за исключением эталона № 5428. Непосредственно измеряемой величиной было время, за которое температура калориметра повышалась на определенный интервал. Каждый из эталонов измеряли от 2 до 6 раз.

В ФФТИ с помощью дифференциального калориметра [9] и ионизационной камеры в декабре 1963 г. и январе 1964 г. были сличены эталоны № 5426, 5427 и 5422. При измерениях на калориметре каждый из эталонов измеряли 2—3 раза: измеряли также разность тепловых эффектов для каждой пары эталонов. Ионизационная камера ФФТИ цилиндрической формы имела передний экран из свинца толщиной 5 мм. Эталоны помещали на расстоянии 80 см от экрана. Методом компенсации измеряли падение напряжения, создаваемое ионизационным током на сопротивлении  $10^{11}$  ом. Каждый эталон сравнивали с каждым из двух других, взаимно заменяя их от 42 до 58 раз в течение 10 мин, чтобы исключить влияние изменений давления и температуры воздуха. При этом учитывали поправки на неполное насыщение в камере и на поглощение излучения в соли и в стекле.

В Институте радия и ядерной физики в Вене (ИР) измерения выполнены в феврале 1964 г. с помощью большой плоской ионизационной камеры конструкции М. Кюри, соединенной с двунитным электрометром. Эталоны поочередно помещали в вертикальном или горизонтальном положении на верхней плоскости камеры (слой свинца толщиной 20 или 30 мм и цинка толщиной 2 мм). Измеряли время, за которое нить электрометра проходила один и тот же интервал. Были сделаны 12 серий измерений по 10 в каждом. Для вертикального положения эталона № 5428 вводили поправку на самопоглощение.

Результаты, полученные тремя лабораториями были обработаны в МБМВ [10] методом наименьших квадратов по способу, предложенному Коннором и Юденом [6], и приведены в отчете, составленном сотрудником МБМВ А. Ритцем [10] (см. таблицу). Результаты измерений, произведенных в лаборатории Кюри, обработаны двумя методами: методом Коннора — Юдена и методом, предложенным лабораторией Кюри [10]; в последнем случае значения масс радия-элемента в эталонах вычислялись по формуле

$$m_k = r_k \frac{\sum m_i}{\sum r_i},$$

где  $m_i$  — масса радия в  $i$ -ом эталоне;

$r_i$  — повышение температуры калориметра в единицу времени при наличии в нем  $i$ -го эталона.

В таблице приведены также результаты измерений эталонов № 5426, 5430 и 5428 в Национальном бюро эталонов и в других лабораториях [11].

Как видно из таблицы, содержание радия в эталоне № 5427, определенное в результате проведенных сличений, прекрасно (в пределах 0,07%) согласуется с определенным Хенигшмидтом при изготовлении эталона (прямым взвешиванием). У остальных эталонов, участвовавших в данных сличениях, соответствующие расхождения также не превышают, как правило, 0,05—0,07% и лишь у эталона № 5430 достигают 0,2—0,27%, что не является, впрочем, неожиданным, если принять во



внимание результаты других многочисленных сличений этого эталона [4, 5, 11].

Лаборатория	Метод	Содержание радия в эталонах, мг						Средняя квадратическая погрешность, %
		5426	5430	5427	5428	5422	5438	
Мюнхен	Взв.	14,608	16,922	21,283	23,407	24,785	38,060	
НБЭ	Разл.	614	935	—	428	—	—	
		а)	627	967	21,273	24,795	37,988	0,13
ЛК	К	б)	621	949	283	797	38,035	10
ФФТИ	К		612		279	785		02
ФФТИ	И		613		279	785		03
ИР	И				269	23,407		04

Примечание. К — калориметрический метод, И — ионизационный метод; а — обработка результатов по методу, предложенному лабораторией Кюри; б — по методу Коннора — Юдена [6].

Таким образом, в результате сличений осуществлена «привязка» эталона радия СССР № 5427 к нормализованной системе эталонов радия, являющейся в настоящее время первичным международным эталоном радия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Comité Consult. pour les étalons de mesure des radiations ionisantes, 1-e Session, Annexe R2, 1959, Paris, R68.
2. Chamie C. «J. Phys. Rad», 1940, v. 8, p. 319.
3. Davenport T., Mann W. et al. «J. Res. NBS», 1954, v. 53, p. 267.
4. Loftus T. L., Mann W. B. et al. «J. Res. NBS», 1957, v. 58, p. 169.
5. Lecoq M., Robert J. «J. Phys», «Rad», 1956, v. 17, p. 150; «J. Phys.», 1961, v. 25, p. 159A.
6. Connor W. S., Youden W. J. «J. Res. NBS», 1954, v. 53, p. 273.
7. Comité Consult. pour les étalons de mesure des radiations ionisantes, 2-e Session, 1960, Annexe 3, 1960, Paris, p. 46.
8. Там же, p. 38.
9. Ramthun H. «PTV Mitt», 1964, v. 2, p. 117.
10. Comité Consult. pour les étalons de mesure des radiations ionisantes, 5-e Session, Annexe 5, Paris, p. 103.
11. NBS Handbook 78, 1961, p. 76.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

А. Ф. ДРИЧКО, Ф. М. КАРАБАЕВ,  
Л. П. КУЛЬКОВА, Е. А. ХОЛЬНОВА  
ВНИИМ

## К УСТАНОВЛЕНИЮ НОВОГО ПЕРВИЧНОГО ЭТАЛОНА РАДИЯ СССР

*Проведено сравнение эталона радия № 5427, предназначенного для использования в качестве нового первичного эталона радия СССР, с существующим первичным эталоном (№ XI) и эталоном-свидетелем (№ X). Полученные результаты обсуждены.*

Существующий первичный эталон радия СССР — препарат № XI, так же как и эталон-свидетель — препарат № X, были изготовлены 4 июля 1927 г. [1]; таким образом, «возраст» этих эталонов приближается к 40 годам. Между тем, как известно, срок использования радиевых эталонов, заключенных в тонкостенные стеклянные ампулы, ограничивается двумя — тремя десятилетиями, так как в результате радиоактивного распада радия и его дочерних продуктов внутри ампулы постепенно накапливаются гелий и хлор. Давление этих газов через 20—30 лет достигает таких значений, что ампула может самопроизвольно разорваться, тем более, что стенки ее вследствие длительной бомбардировки  $\alpha$ -частицами в значительной степени утрачивают свою прочность.

Опасения за сохранность международных и национальных эталонов радия побудили Международную комиссию по эталонам радия заменить международные эталоны 1911 г. и национальные эталоны ряда стран новыми, изготовленными в 1934 г. О. Хенигшмидтом [2]. Один из этих эталонов, № 5427, был в 1956 г. передан Советскому Союзу и доставлен во ВНИИМ.

Этот эталон снабжен свидетельством за подписью О. Хенигшмидта и сертификатом № 9758 Горнорудного союза Верхней Катанги (владельца радия, из которого были изготовлены эталоны Хенигшмидта). В свидетельстве приведены основные данные об эталоне:

размеры стеклянной ампулы: внутренний диаметр 3 мм, толщина стенки 0,27 мм,  
количество соли (хлорид радия): 27,96 мг,  
содержание радия-элемента: 21,28 мг,  
дата запайки ампулы: 2 июня 1934 г.,

а также данные о чистоте радиевой соли\*.

В сертификате № 5427 за подписью П. Кипфера указано, что в эталоне № 5427 на 1 января 1956 г. содержалось  $21,096 \pm 0,027$  мг радия-элемента. Указанная погрешность измерения, составляющая 0,13%, представляет собой утроенную среднюю квадратическую погрешность среднего значения результата измерений в лаборатории Горнорудного союза. К сертификату приложена также схема упаковки эталона в двух

\* См. стр. 44.

металлических футлярах, но не указан метод измерения, а также не сказано, с каким эталоном сравнивался этот эталон при градуировке. Позднее было получено письмо Ф. Жоллио-Кюри (от 14 июня 1957 г.), в котором он сообщил, что содержание радия в эталоне № 5427, указанное в сертификате, получено в результате сравнения этого эталона с парижским международным эталоном (препарат Хенигшмидта № 5430) по  $\gamma$ -излучению, проведенного под наблюдением И. Кюри.

Эталон № 5427 в 1963—1964 гг. был сличен с другими эталонами Хенигшмидта\* в связи с необходимостью включения его в нормализованную систему эталонов радия, рассматриваемую в настоящее время как первичный международный эталон [3].

Поскольку эталон № 5427 предназначен для использования в качестве нового первичного эталона радия СССР, необходимо было сравнить его также с существующим первичным эталоном № XI и эталоном-свидетелем № X. С 1959 по 1963 г. во ВНИИМ были проведены несколько циклов сличений эталона № 5427 с этими эталонами с помощью 4 $\pi$ -ионизационной камеры сферической формы [4] и  $\alpha$ -калориметра [5]. Камера имела свинцовые стенки толщиной 2 см. Результаты сличений приведены в таблице. Поскольку эталон № 5427 входит в нормализованную систему эталонов радия, рассматриваемую как первичный международный эталон, содержание радия в эталонах № X и XI определено по соотношению с эталоном № 5427, содержание радия-элемента в котором на 1934 г. принято равным 21,283 мг [6]. Содержание радия в эталонах № X и XI приведено по данным сертификатов с пересчетом на 1934 г. В таблице даны утроенные средние квадратические погрешности.

Время	Метод	Число измерений	Содержание радия-элемента на 1934 г., мг			
			эталон № XI (пасп. 14,40 мг)		эталон № X (пасп. 29,66 мг)	
			Измеренное	Откл. от пасп., %	Измеренное	Откл. от пасп., %
Февраль 1959 г.	ИК	18	14,451 ± 0,026	+0,31	29,676 ± 0,063	+0,09
Июнь 1963 г.	ИК	20	14,489 ± 0,048	+0,58	29,722 ± 0,072	+0,25
Декабрь 1962 г.	К	12	14,503 ± 0,025	+0,65	29,758 ± 0,063	+0,37
Январь 1963 г.						

Обозначения. ИК — Ионизационная камера; К — калориметр.

При обработке результатов ионизационных измерений учтено различие в поглощении  $\gamma$ -излучения в радиевой соли в эталонах № X, XI и 5427 (стеклянные стенки у всех трех эталонов имеют одинаковую толщину 0,27 мм). Поскольку количество соли в эталоне № 5427 отличается от количества ее в эталонах № X и XI лишь в 1,4—1,5 раза, соответствующие поправки были невелики и составляли ~ 0,15%.

Как видно из таблицы, содержание радия в эталонах № X и XI, определенное по соотношению с эталоном № 5427 двумя методами (ионизационной камеры и калориметра), систематически превышает соответствующие паспортные значения для этих эталонов в среднем на 0,3—0,4%. Принимая во внимание, что измерения во ВНИИМ произведены многократно и двумя существенно различными методами — иони-

\* См. стр. 44.

зационным по  $\gamma$ -излучению и калориметрическим по  $\alpha$ -излучению, — наличие какой-либо неучтенной систематической погрешности представляется маловероятным. Поправки на различие в поглощении  $\gamma$ -излучения в радиевой соли («самопоглощение») при ионизационных измерениях, как указано выше, вообще невелики и учтены нами, что же касается калориметрических измерений, то эффект самопоглощения вообще не сказывается на результатах этих измерений.

Можно отметить, что подобное расхождение того же знака наблюдалось и при сравнении эталонов Хенигшмидта № 5437 и 5440 с парижским и венским международными эталонами 1911 г. [7]. Массы радия в эталонах № 5437 и 5440, определенные Хенигшмидтом путем взвешивания соли, превышают на 0,3--0,4% соответствующие значения, определенные по соотношению с парижским и венским эталонами 1911 г. (по которым были в свое время аттестованы и эталоны № X и XI).

Таким образом, по-видимому, существует некоторое, хотя и небольшое (около 0,4%) расхождение между размерами единицы «миллиграмм радия», воспроизводимой существующим первичным эталоном радия СССР № XI и эталоном № 5427 — будущим первичным эталоном СССР.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богоявленский Л. Н. Установление основного эталона радия СССР. «Труды ВНИИМ», вып. 26(42). М.—Л., Стандартгиз, 1939.
2. Hönigschmid O. «Anz. Akad. Wiss. Wien.», 1945, v. 82, S. 30.
3. Comité Consultatif pour les étalons de mesure des radionis, 2-e Session, Paris, Gauthier—Villars, 1960, p. 38.
4. Аглинцева К. К., Караваев Ф. М. Исследование эталонной установки для измерений  $\gamma$ -эквивалентов радиоактивных препаратов. «Труды ВНИИМ», вып. 30(90). М.—Л., Стандартгиз, 1957.
5. Тимофеева Л. П., Хольнова Е. А. Калориметрическая установка для измерения препаратов радия. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 55(115). М.—Л., Стандартгиз, 1961.
6. Rytz A. Analyse des résultats de la comparaison internationale de six étalons de radium Hönigschmid (1963—1964). Comité Consult. pour les étalons de mesure des radiation ionisantes, 5-e Session, Annexe 5. Paris, 1965, p. 103.
7. Loftus T. P. et al., «Journ. of Research of the NBS», 1957, 58, No 4, p. 169.

Статья поступила  
в январе 1966 г.



РАБОЧИЕ ЭТАЛОНЫ И ОБРАЗЦОВЫЕ  $\gamma$ -ИСТОЧНИКИ  
1-го РАЗРЯДА ИЗ  $\text{Co}^{60}$  И  $\text{Cs}^{137}$ 

*Проградуированы и аттестованы наборы рабочих эталонов и образцовых  $\gamma$ -источников 1-го разряда из  $\text{Co}^{60}$  и  $\text{Cs}^{137}$ , изготовленных по новым техническим условиям (МРТУ-10-43-64). Получены данные о соотношении между мощностью экспозиционной дозы и активностью для проградуированных источников различных типов.*

В марте 1964 г. на междуведомственном совещании во ВНИИМ были выработаны новые технические условия на образцовые  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -источники (МРТУ-10-43-64 взамен прежних условий МРТУ-10-12-61).

В части, касающейся  $\gamma$ -источников, новые МРТУ предусматривают ряд существенных изменений. Исключены источники из  $\text{Na}^{22}$  и  $\text{Mn}^{54}$ , изменены размеры источников из  $\text{Co}^{60}$ , уточнены размеры и форма источников из  $\text{Cs}^{137}$ . Эти изменения привели к необходимости замены новыми изготовленных ранее и аттестованных ВНИИМ рабочих эталонов и образцовых  $\gamma$ -источников 1-го разряда из  $\text{Co}^{60}$  [1]. В соответствии с этим в 1964 г. во ВНИИМ были доставлены для аттестации по три набора источников из  $\text{Co}^{60}$  и  $\text{Cs}^{137}$ , изготовленных по МРТУ-10-43-64 и предназначенных для аттестации в качестве рабочих эталонов ВНИИМ (по одному комплекту) и образцовых  $\gamma$ -источников 1-го разряда (по два комплекта).

По новым техническим условиям источники из  $\text{Co}^{60}$  изготовлены из металлического кобальта марки К-1 и представляют собой цилиндры диаметром и высотой по 4 мм, запрессованные в оболочки из нержавеющей стали марки Х18Н10Т диаметром  $6 \pm 0,5$  мм и высотой  $7,0 \pm 0,5$  мм. Источники герметизированы аргоно-дуговой сваркой. Герметичность их проверена изготовителем на отсутствие газовыделения в воде при температуре 200—250°C. Радиоактивные примеси в источниках по данным изготовителя отсутствуют.

В источниках из  $\text{Cs}^{137}$  радиоактивное вещество абсорбировано на поверхности цилиндров из смолы, заключенных в герметизированные ампулы из нержавеющей стали марки Х18Н10Т. Источники активностью до 60 мкюри имеют наружные размеры: диаметр  $6,0_{-0,5}^{+0}$  мм, высоту  $10,0_{-0,5}^{+0}$  мм, размеры активной части: диаметр 5,0 мм, высота 6,5 мм; у источников активностью выше 60 мкюри наружные диаметр и высота равны  $8,0 \pm 0,2$  мм и  $12_{-1}^{+0}$  мм, диаметр и высота активной части 6,0 и 8,5 мм соответственно. Герметичность источников проверена изготовителем на отсутствие газовыделения в вакуумной камере, заполненной соляровым маслом.

По данным изготовителя в источниках из  $Cs^{137}$  содержится до 7%  $Cs^{134}$  и прочих радиоактивных примесей — до 1%. При измерениях на магнитном спектрометре ВНИИМ количество  $Cs^{134}$  уточнено и найдено равным  $3,6 \pm 0,3\%$ .\*

Источники могут быть использованы в интервале температур от  $-50^\circ C$  до  $+100^\circ C$  в любой среде, не действующей агрессивно на нержавеющую сталь указанной выше марки.

### Градуировка источников

В соответствии с техническими условиями МРТУ-10-43-64 образцовые  $\gamma$ -источники надлежит градуировать по активности и по мощности экспозиционной дозы излучения. Источники, предназначенные для аттестации в качестве рабочих эталонов, градуируют путем прямых измерений на соответствующих эталонных установках (первичных эталонах); источники для аттестации в качестве образцовых 1-го разряда градуируют относительным методом, путем сравнения с соответствующими рабочими эталонами на образцовых установках.

По активности источники от 100  $\mu Ci$  и выше были градуированы с погрешностью не выше 2,5% на эталонной установке УКГ-1 с  $\gamma$ -калориметром статического типа [2], а активностью ниже 100  $\mu Ci$  градуированы с погрешностью 3% на установке типа УИКГ-1 со сферической 4л-ионизационной камерой [3]. По мощности экспозиционной дозы излучения эти источники градуировали на эталонной установке с нормальной ионизационной камерой, работающей при повышенном давлении воздуха [4]; средняя квадратическая погрешность измерения составляла 1,5—2%.

Образцовые источники 1-го разряда градуировали сравнением с рабочими эталонами того же номинала на образцовых установках: типа УПИ-1 [5] с цилиндрической 4л-ионизационной камерой с «колодцем» (по активности) и типа УПГД-1М (по мощности экспозиционной дозы). При этом погрешность градуировки по мощности экспозиционной дозы составляла 2—2,5% для источников из  $Co^{60}$  и 4—4,5% для источников из  $Cs^{137}$ . Увеличение погрешности в последнем случае обусловлено тем, что выход  $\gamma$ -излучения из источника в пределах 2% зависит от ориентации оси источника относительно оси коллиматора. При помещении источника в коллиматор в типовом цапговом держателе мощность экспозиционной дозы  $\gamma$ -излучения менялась примерно на 2% при повороте держателя вокруг своей оси на  $180^\circ$ . Это можно объяснить, по нашему мнению, тем, что центр активной части источника не совпадает с его геометрическим центром, и при повороте источника внешнее излучение последнего несколько меняется из-за различного ослабления в стенке ампулы. В свидетельствах на источники приведены средние значения мощности экспозиционной дозы для нескольких измерений в разных положениях источника.

Результаты измерений для источников из  $Co^{60}$  (на 25 марта 1965 г.) приведены в табл. 1 и для источников из  $Cs^{137}$  (на 1 марта 1965 г.) — в табл. 2. Значения мощности экспозиционной дозы  $P$  в этих таблицах относятся к расстоянию 1 м от центра источника.

Как видно из табл. 1, мощность экспозиционной дозы  $P$  излучения источника  $Co^{60}$ , отнесенная к единице его активности, одинакова в пределах  $\pm 2\%$  для всех 12 проградированных источников данного типа;

\* Спектрометрические измерения произведены В. Д. Витманом.

это показывает, что погрешность измерения каждого отдельного источника не выходит за пределы указанной выше погрешности измерения.

Для источников из  $Cs^{137}$  отношение мощности экспозиционной дозы  $P$  к активности  $A$  оказалось различным в зависимости от активности источника. Это обусловлено различием в поглощении  $\gamma$ -излучения в радиоактивном веществе источника («самопоглощение»); однако для каждого определенного номинала активности это отношение одинаково в пределах погрешности измерений.

Таблица 1

Таблица 2

Источник из $Co^{60}$					Источник из $Cs^{137}$				
номер	разряд	Актив-ность, А, мкюри	Мощность экспозиц. дозы P, мкр/сек	P/A, мкр/(сек. мюри)	номер	разряд	Актив-ность, А, мкюри	Мощность экспозиц. дозы P, мкр/сек	P/A, мкр/сек. мюри
4588	Раб. эт.	1349	450	0,3336	4288	Раб. эт.	4850	423	0,0872
4544	1	1347	449	333	4289	1	4730	419	886
4545	1	1380	458	319	4287	1	4410	392	889
5026	Раб. эт.	337	109	234				Среднее	0,0882
5025	1	336	109	244					
5027	1	334	107	204	4368	Раб. эт.	1460	134	0,0918
5073	Раб. эт.	201	65,4	254	4291	1	1290	115	891
5075	1	195	63,6	262	4290	1	1390	125	899
5074	1	198	64,9	278				Среднее	0,0903
5028	Раб. эт.	69,6	22,7	261	4367	Раб. эт.	261	23,9	0,0916
5029	1	70,6	23,3	300	2120	1	217	20,3	935
5030	1	69,5	23,1	324	3043	1	227	20,5	903
			Среднее 0,328 ± 2%					Среднее	0,0918
					4293	Раб. эт.	126	11,8	0,0936
					4292	1	103	9,90	961
					4294	1	102	9,58	939
								Среднее	0,0945
					4299	Раб. эт.	47,8	4,65	0,0973
					4298	1	49,6	4,94	996
					4369	1	51,0	4,87	955
								Среднее	0,0975

Таблица 3

Диаметр отверстия, мм	Длина коллиматора, мм			
	100	150	200	250
14	1,02	1,01	1,006	1,004
30	1,04	1,02	1,010	1,009
60	1,08	1,04	1,025	1,018

Приведенные в табл. 1 и 2 значения мощности экспозиционной дозы соответствуют условиям диафрагмирования в эталонной установке. При использовании этих же источников для градуировки дозиметрической аппаратуры их помещают в коллиматор установки УПГД-1М. Как известно [6], рассеянное излучение, создаваемое коллиматором, будет вносить вклад в измеряемое значение мощности экспозиционной дозы, причем величина его зависит от формы и размеров коллиматора. В табл. 3 приведены значения коэффициентов, представляющих собой отношение мощности экспозиционной дозы, создаваемой источником, помещенным в коллиматор с цилиндрическим отверстием диаметром  $d$  и длиной  $l$ , к мощности экспозиционной дозы, создаваемой тем же источником, помещенным в коллиматор эталонной установки.

В качестве стандартного выбран коллиматор длиной 150 мм и диаметром 30 и 60 мм. При использовании образцовых  $\gamma$ -источников в этих условиях значения мощности экспозиционной дозы, приведенные в табл. 1 и 2, должны быть умножены соответственно на коэффициенты 1,02 и 1,04.

В измерениях активности источников и мощности экспозиционной дозы излучения принимали участие А. Ф. Дричко, Л. П. Кулькова, В. В. Скотников и В. Н. Тучин.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. Рабочие эталоны и образцовые  $\gamma$ -излучатели 1-го разряда из  $\text{Co}^{60}$ . Новые научно-исследовательские работы по метрологии, вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.
2. Аглинцев К. К., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. Эталонная калориметрическая установка типа УКГ-1. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.
3. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Русинова С. А. Новые установки для сличения эталонных и образцовых радионуклидных излучателей. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.
4. Аглинцев К. К., Остроумова Г. П. Воспроизведение рентгена в области  $\gamma$ -излучения с энергией квантов 0,25—3 Мэв. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 55(115). М.—Л., Стандартиз, 1961.
5. Дричко А. Ф., Жуховская Л. П., Караваев Ф. М., Русинова С. А. Установка типа УПИ-1. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., изд-во стандартов, 1964.
6. Тучин В. Н., Остроумова Г. П., Юдин М. Ф. О влиянии коллимирующего устройства при градуировке и поверке рентгенметров (дозиметров) с помощью образцовых  $\gamma$ -источников. «Измерительная техника», 1965, № 3.

Статья поступила  
в мае 1965 г.



СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ  
ИЗМЕРЕНИЙ  $\alpha$ - и  $\beta$ -ИСТОЧНИКОВ

*Описана установка для относительных измерений внешнего излучения и активности образцовых  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников в диапазонах  $5 \cdot 10^{-2}$ — $5 \cdot 10^4$  расп/сек ( $\alpha$ -источники) и  $10^{-1}$ — $10^5$  расп/сек ( $\beta$ -источники).*

К счетчикам, используемым для градуировки источников активностью выше 1—5 расп/сек, не предъявляется каких-либо особых требований за исключением требования стабильности и воспроизводимости результатов. Необходимо отметить, что уровень фона при этом сравнительно мало отражается на точности измерений, ибо если фон достаточно стабилен во времени, его можно исключить методом вычитания. Источники активностью порядка 1—5 расп/сек и ниже создают скорость счета, уже сравнимую с числом фоновых импульсов в единицу времени, что накладывает жесткие условия на уровень фона и заставляет искать новые пути при конструировании сцинтилляционных счетчиков.

Фон любого счетчика складывается из фона от космических лучей, излучения рассеянных радиоактивных элементов в окружающей счетчик защите и собственного фона счетчика, обусловленного радиоактивными загрязнениями материала счетчика и ложными импульсами электронной аппаратуры.

Известными методами снижения фона от космических лучей является защита счетчика тяжелыми материалами, хорошо поглощающими эти лучи, либо работа со счетчиком на большой глубине под землей, либо, наконец, применение радиотехнических схем антисовпадений — как со сцинтилляционными детекторами [1], так и с использованием «ковра» из счетчиков Гейгера — Мюллера.

Для изготовления счетчиков применяют материалы с минимальным содержанием радиоактивных элементов (латунь, плексиглас, фторопласт-4, нержавеющая сталь и т. д.). Источником ложных отсчетов может быть электронная аппаратура счетчика — фотоумножители, первые каскады усилителей и пр.

В большинстве случаев применяют амплитудную дискриминацию предварительно усиленных импульсов ФЭУ [1—3]. При этом к ФЭУ предъявляют высокие требования по уровню собственных шумов, чем и обусловлен выбор малошумящих экземпляров ФЭУ. Способ этот неудобен тем, что эффективность счета для непрерывных спектров существенно снижается с увеличением уровня дискриминации.

В работах [1, 3, 4] для уменьшения числа фоновых импульсов применяются схемы совпадений. В этом случае вместо одного фотоумножи-

теля используют два, работающие от одного сцинтиллятора. Так как временное распределение шумовых импульсов при этом имеет случайный характер, число шумовых импульсов в единицу времени составит

$$N_{ш} = 2\tau N_1 N_2, \quad (1)$$

где  $\tau$  — разрешающее время схемы совпадений;

$N_1, N_2$  — число шумовых импульсов в единицу времени в каналах.

Основными причинами, вызывающими шумовые импульсы в фотоумножителе, являются: термоэлектронная и автоэлектронная эмиссия с фотокатодов первого динода, ионная и оптическая обратная связь. Число шумовых импульсов резко возрастает с увеличением напряжения питания ФЭУ. Термоэлектронная эмиссия существенно уменьшается с понижением температуры фотокатода, а ионная и оптическая обратная связь — с уменьшением напряжения питания ФЭУ.

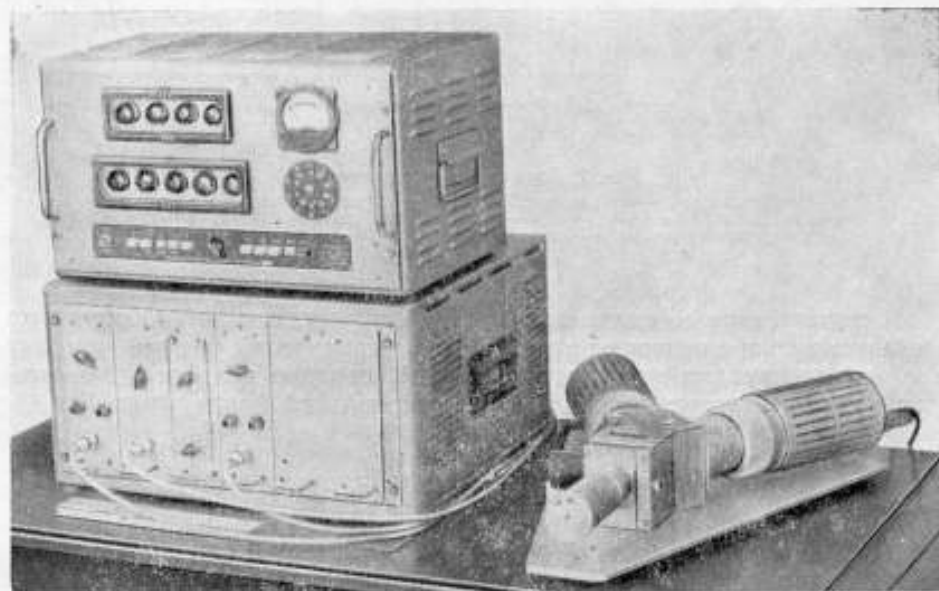


Рис. 1. Общий вид установки.

При больших напряжениях питания в области выходных каскадов ФЭУ происходит сильная ионизация остаточного газа, а также свечение элементов конструкции умножителя под действием потока электронов. Возникающие при этом ионы и кванты света могут попасть на фотокатод, вызывая эмиссию электронов, которые после усиления создают так называемые послепульсы. Послеимпульсы появляются на выходе умножителя через 20—50 нсек и могут служить причиной ложных отсчетов. Если два фотоумножителя работают от общей световодной системы на совпадениях, то кванты света оптической обратной связи могут попасть с одного фотоумножителя на другой, вызывая импульсы совпадений. При этом число совпадений не будет, естественно, подчиняться формуле (1), и может быть уменьшено подбором экземпляра ФЭУ и его режима.

На рис. 1 и 2 изображен общий вид и блок-схема установки для относительных измерений внешнего излучения и активности образцовых  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников.

Блок-схема установки (рис. 2) состоит из сцинтилляционного детектора, основанного на методе совпадений, двух линейных усилителей с предусилителями (коэффициент усиления 2000, предельная нагрузка по входу 50 000 имп/сек,  $\tau_{\phi} = 0,25$  сек), сумматора на сопротивлениях, интегрального дискриминатора, собранного на транзисторно-регенеративных лампах 6Л1П, схемы быстрых совпадений ( $\tau = 4 \cdot 10^{-6}$  сек), пересчетного прибора и устройств питания. Общее количество ламп в установке 30.

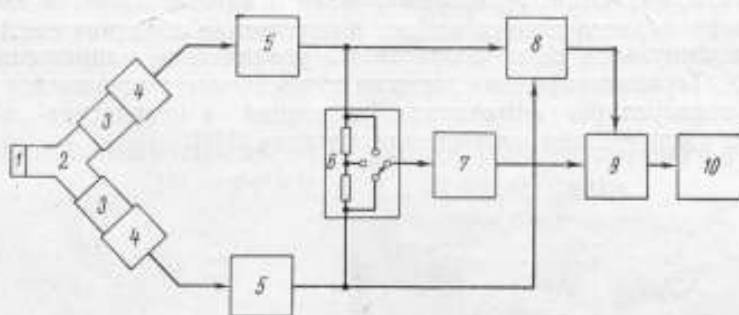


Рис. 2. Блок-схема установки:

1 — сцинтилятор; 2 — светопровод; 3 — ФЭУ; 4 — предусилители; 5 — линейные предусилители; 6 — сумматор; 7 — интегральный дискриминатор; 8 — схема быстрых совпадений; 9 — схема пропускающая; 10 — пересчетный прибор.

В соответствии со сказанным выше для уменьшения собственного фона установки в основу ее положен метод совпадений, так что вспышку в одном сцинтиляторе регистрируют одновременно два фотоумножителя, и она разделяется в светопроводе специальной формы (рис. 3 и 4).

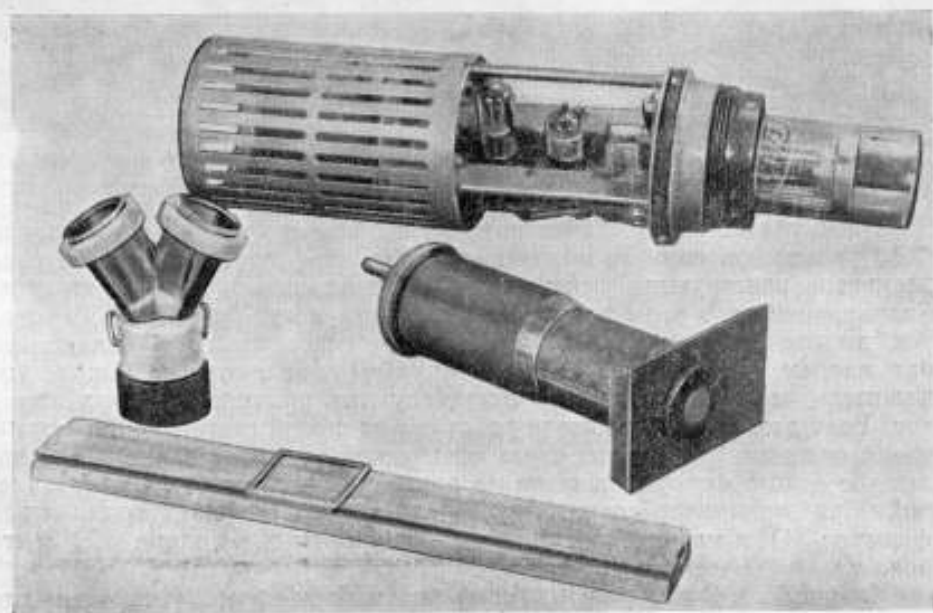


Рис. 3. Крепление источника; ФЭУ с предусилителем и светопровод.

Для уменьшения оптической обратной связи части светопровода, видимые со стороны ФЭУ, зачернены; часть светопровода, примыкающая к сцинтиллятору, для улучшения светосбора имеет форму логарифмической спирали и заключена в тефлоновый отражатель. В качестве сцинтиллятора для  $\alpha$ -излучения используют тонкие ( $\sim 0,1$  мм) пластинки из CsJ(Tl). Для регистрации  $\beta$ -излучения  $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$  применен пластический сцинтиллятор с толщиной, несколько меньшей длины пробега  $\beta$ -частицы в нем; в случае измерения источников из  $\text{C}^{14}$  используют антрацен, осажденный на плексигласовый диск.

Эффективность счета на установке при изменении нагрузки стабильна, (рис. 5), что является критерием применимости ее для относительных измерений. При измерениях, когда были использованы образцовые источники 2-го разряда, аттестованные во ВНИИМ и проградированные с погрешностью  $\pm 2\%$ , эффективность была постоянна в широком диапазоне.

Помимо основного назначения, установку можно использовать для ряда прикладных задач, как, например, для определения радиационной чистоты материалов, сцинтилляторов, сцинтиллирующих экранов и др. С небольшими изменениями установку можно использовать и для сцинтилляционного счетчика с жидким сцинтиллятором.

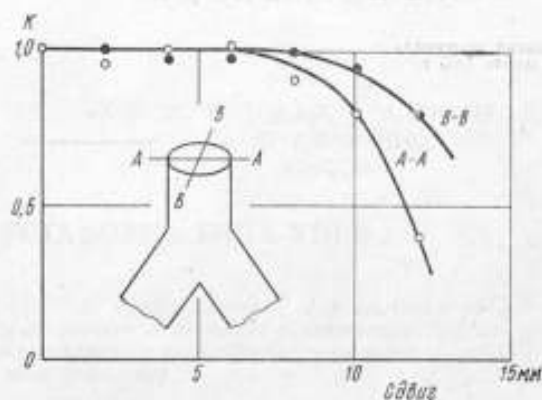


Рис. 4. Разделение света по каналам при сдвиге источника света от центра (кривая симметрична относительно вертикальной оси).

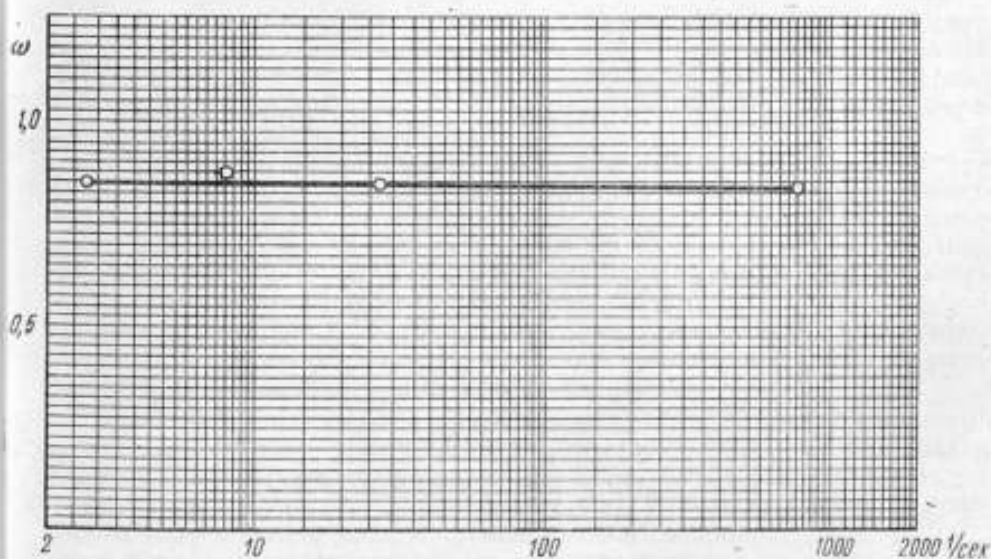


Рис. 5. Стабильность эффективности счета при изменении загрузки от источников  $\text{Pu}^{239}$ .



## ЛИТЕРАТУРА

1. Вяземский В. О и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Гостомиздат, 1961.
2. Чечик Н. О. Электронные умножители. М.—Л., Гостехиздат, 1957.
3. Бонч-Бруевич А. М. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
4. «J. Sci. Instr.», 1951, v. 6, p. 188.

Статья поступила  
в марте 1965 г.

Л. П. ЖУКОВСКАЯ, С. А. РУСИНОВА,  
И. А. СОКОЛОВА  
ВНИИМ

## ОБРАЗЦОВАЯ УСТАНОВКА ТИПА УПГИ-2

*Описаны типовая установка УПГИ-2, предназначенная для сравнения образцовых и поверки рабочих  $\gamma$ -источников в единицах активности в диапазоне  $10^3$ — $10^6$  расп/сек, а также результаты исследования установки и техника измерений.*

В соответствии с поверочной схемой для  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -источников, градуируемых в единицах активности, размер этой единицы для  $\gamma$ -источников в диапазоне  $10^3$ — $10^6$  расп/сек передается от эталонов к рабочим  $\gamma$ -источникам посредством образцовых  $\gamma$ -источников. Эти источники поверяют относительным методом, сравнивая с соответствующими образцовыми источниками того же типа, но высшего разряда.

Для поверки образцовых и рабочих  $\gamma$ -источников в указанном диапазоне во ВНИИМ была создана типовая установка УПГИ-2, предназначенная для применения в метрологических лабораториях, в ГКЛ и ведомственных поверочных лабораториях.

Эта установка состоит из детектора излучения и радиоэлектронной аппаратуры, служащей для усиления и регистрации импульсов, поступающих от детекторов.

В качестве детектора  $\gamma$ -квантов используется сцинтилляционный счетчик, состоящий из фотоумножителя ФЭУ-13 и пластмассового сцинтиллятора с каналом (при измерениях активности  $10^3$ — $5 \cdot 10^4$  расп/сек) или стандартного кристалла NaJ(Tl) размером  $40 \times 40$  мм (при измерениях активности  $10^4$ — $10^6$  расп/сек).

Пластмассовый сцинтиллятор имеет вид усеченной сферы диаметром 90 мм с каналом диаметром 10 мм и глубиной 50 мм. Наружная поверхность сферы полирована и покрыта алюминиевой фольгой (без оптического контакта), что увеличивает светосбор в 1,5—2 раза [1]. Для защиты сцинтиллятора от света и для поглощения  $\beta$ -частиц в канал вставлен алюминиевый стаканчик (толщина стенок 0,5 мм).

Фотоумножитель ФЭУ-13 и сцинтиллятор заключены в светонепроницаемый алюминиевый кожух. Для оптического контакта ФЭУ со сцинтиллятором используется силиконовое масло.

Детектор и катодный повторитель помещены в разборный свинцовый домик со стенками толщиной 50 мм, установленный на специальном столике. Поворотным приспособлением всему блоку можно придать горизонтальное (при работе с кристаллом NaJ(Tl)) или вертикальное положение (при работе с пластмассовым сцинтиллятором).

К столику прикреплена скамья с направляющими, по которым перемещается каретка с держателями для  $\gamma$ -источников, применяемая при

измерениях в геометрии ограниченного телесного угла. Для источников разной формы имеется набор держателей.

Измерительная часть установки выполнена в виде стойки, в которой размещена усилительная и регистрирующая аппаратура, высоковольтный стабилизированный выпрямитель и осциллограф. Общий вид установки и ее блок-схема приведены на рис. 1 и 2.

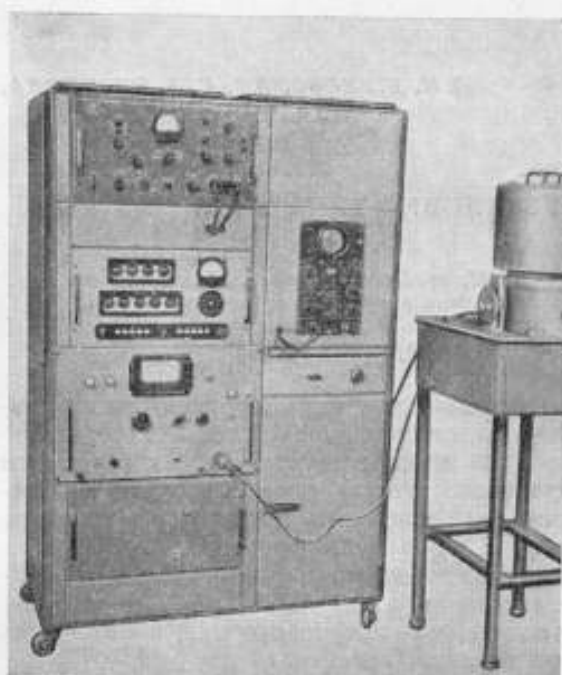


Рис. 1. Общий вид установки типа УПИ-2. Слева — стойка с радиоэлектронной аппаратурой.



Рис. 2. Блок-схема установки:

Д — детектор; КП — катодный повторитель; УШ-2 — широкополосный усилитель; ПС-100 — пересчетный прибор; ВС-22 — выпрямитель стабилизированный; СМ-1 — осциллограф.

ловое распределение излучения и быть одинаково ориентированы относительно детектора. Активность в этом случае измеряют с помощью кристалла NaJ(Tl) при рабочем напряжении на ФЭУ 1120 в и коэффициенте усиления 1500; фон при этом составляет 9 имп/сек.

При относительных измерениях активности на установке УПИ-2 необходимо учитывать:

1) просчеты, возникающие из-за конечной величины разрешающего времени установки;

### Исследование установки и результаты измерений

При относительных измерениях активности предпочтительно использование 4л-геометрии, при которой исключаются погрешности из-за возможной анизотропии  $\gamma$ -излучения сравниваемых источников.

Активность  $\gamma$ -источников в диапазоне  $10^3$ — $5 \cdot 10^4$  расп/сек измеряют пластмассовым сцинтиллятором, обеспечивающим 4-л-геометрию. Во ВНИИМ был выбран рабочий режим, при котором на ФЭУ устанавливалось рабочее напряжение 1240 в и коэффициент усиления равнялся 5000. Детектор окружен свинцовым защитным экраном. Скорость счета фона 15 имп/сек.

Если активность  $\gamma$ -источников порядка  $5 \cdot 10^4$ — $10^6$  расп/сек или если они имеют большие геометрические размеры и их нельзя поместить в канал сцинтиллятора, измерения выполняют в геометрии ограниченного телесного угла. При этом источники должны иметь одинаковую форму и уг-

2) различие в поглощении  $\gamma$ -излучения сравниваемых источников, возникающее из-за различия в толщине стенок оболочек сравниваемых источников;

3) смещение источника в канале относительно центра сцинтиллятора;

4) анизотропию излучения источников.

Первые три поправки необходимо учитывать при измерениях в геометрии 4л, а при измерениях в геометрии ограниченного телесного угла следует учитывать поправки на просчеты из-за разрешающего времени установки, различия в толщине стенок оболочек источников и анизотропию излучения источников.

Поправка на просчеты была определена экспериментально с помощью набора из 12 источников. Каждый источник поочередно ставили на такое расстояние от детектора, где скорость счета составляла примерно 400 имп/сек и измеряли число импульсов за 100 сек от 1-го, 1+2-го, 1+2+3-го и так далее источников.

Поправку на просчеты определяли по отклонению экспериментально полученных значений скоростей счета во всем диапазоне загрузок 400—4000 имп/сек от соответствующих значений, полученных арифметическим сложением (рис. 3). Такой метод определения поправок верен, если число импульсов от каждого источника измерено без просчетов.

Погрешность, вносимую в значение активности, из-за различия в толщине стенок пеналов сравниваемых источников, определяли расчетным путем.

Пусть  $\Delta K/K$  — предельная относительная погрешность из-за различия в толщине стенок пеналов, тогда

$$\frac{\Delta K}{K} = \pm 2\mu \Delta d \cdot 100\%,$$

где  $\Delta d$  — допуск на толщину стенок пеналов стандартно выпускаемых источников;

$\mu$  — линейный коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения в материале стенок пенала.

Поправку на анизотропию излучения источников определяли экспериментально. Скорость счета источника  $N$  измеряли при различной его ориентации относительно детектора. Предельная относительная погрешность будет  $2\Delta\bar{N}/\bar{N}$ , где  $\Delta\bar{N}$  — среднее отклонение из нескольких измеренных значений скорости счета.

Для выяснения возможности измерений активности в условиях, соответствующих геометрии 4л, были проведены следующие исследования с помощью пластмассового сцинтиллятора. Источник из  $Cs^{137}$  в виде ша-

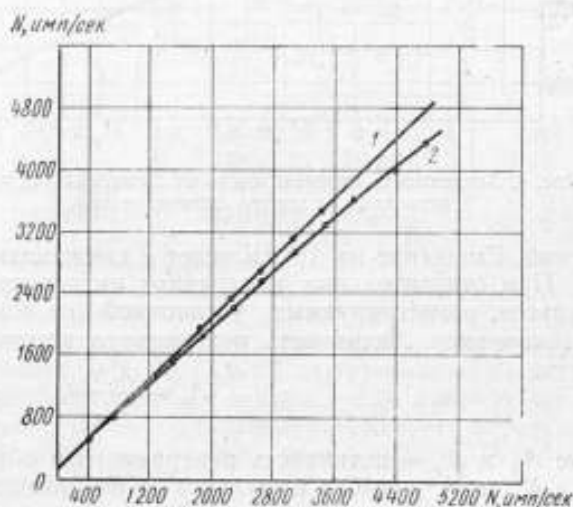


Рис. 3. Кривые поправок на просчеты: 1 — при арифметическом сложении числа импульсов от источников; 2 — экспериментальная.



рика диаметром в 1 мм, заключенный в слегка вытянутый пенал из нержавеющей стали наружным диаметром около 8 мм и толщиной стенок  $1,2 \pm 0,1$  мм, помещали на диск канала так, чтобы центр источника был

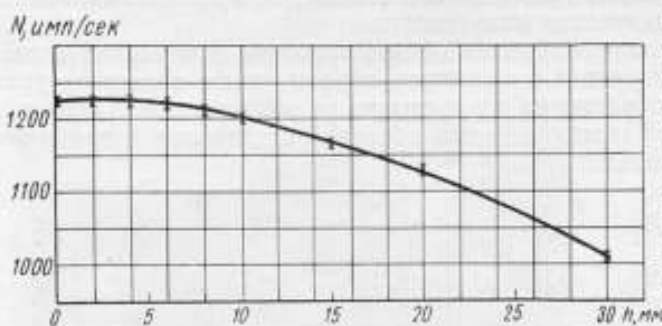


Рис. 4. Зависимость скорости счета от смещения ( $h$ ) центра источника от центра сцинтиллятора.

совмещен с центром пластины с со в о г о сцинтиллятора. Передвигая источник по высоте канала через 2 мм, в каждом положении измеряли скорость счета. Из рис. 4 видно, что скорость счета при смещении до 6 мм центра источника от центра сцинтиллятора остается постоянной в пределах погрешности изме-

рений. Смещение на 10 мм ведет к снижению скорости счета на 2%.

При относительных измерениях активности определяют число импульсов, регистрируемых установкой от поверяемого и образцового  $\gamma$ -источников. Активность поверяемого источника находят по формуле.

$$A_x = \frac{A_o N_x}{N_o}$$

где  $A_x$  и  $A_o$  — активность поверяемого и образцового  $\gamma$ -источников;

$N_x$  и  $N_o$  — число импульсов от поверяемого и образцового источников с поправкой на просчеты и фон.

Предельная относительная погрешность определения активности поверяемого источника будет

$$\frac{\Delta A_x}{A_x} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta N_x}{N_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_o}{N_o}\right)^2} + \frac{\Delta A_o}{A_o} + 2 \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta K}{K},$$

где  $\Delta A_o/A_o$  — предельная относительная погрешность значения активности образцового источника;

$\Delta N_x/N_x$  и  $\Delta N_o/N_o$  — относительные погрешности измеренного числа импульсов от поверяемого и образцового источников.

Таблица 1

Номера источников	Активность, расп/сек
7	$(580 \pm 58) \cdot 10^6$
6	$(124 \pm 13) \cdot 10^5$
5	$(11,6 \pm 1,5) \cdot 10^6$
4	$(8,6 \pm 1,4) \cdot 10^4$
3	$(0,92 \pm 0,18) \cdot 10^4$

На установке УПИ-2 измерены активности набора  $\gamma$ -источников из  $Cs^{137}$ , изготовленных по заказу ВНИИМ. Источники представляют собой шарики диаметром 1 мм из смолы, на поверхности которых абсорбирован  $Cs^{137}$ , заключенные в пеналы из нержавеющей стали со стенками толщиной  $1,2 \pm 0,1$  мм. Измерения производили в геометрии ограниченного телесного угла путем сравнения с образцовыми источниками  $Cs^{137}$  № 8'' и 8'  $[(8,8 \pm 0,6) \cdot 10^7$  и  $(14,1 \pm 0,9) \cdot 10^7$  расп/сек соответственно], аттестованными на 4 $\mu$ -ионизационной камере [2]. Были измерены активности у источников  $Cs^{137}$  № 3—7 (табл. 1).

Анизотропия  $\gamma$ -источников из  $Cs^{137}$  была проверена путем сравнения скоростей счета при различных ориентациях источников по отношению к детектору и оказалась не выше 2%.

Найдено соотношение активности источников из  $Cs^{137}$  № 3' и 3'', измеренных в геометрии ограниченного телесного угла и 4л-геометрии. Соотношение активностей источников № 8' и 8'' для геометрии ограниченного телесного угла сопоставлено с таким же соотношением, полученным при измерениях на 4л-ионизационной камере (табл. 2).

Таблица 2

Номера источников	Отношение значений активности, полученное при измерениях		
	в 4л-ионизационной камере	на установке УПГИ-2	
		в геометрии ограниченного телесного угла	в 4л-геометрии
8'/8'' ( $Cs^{137}$ )	$1,60 \pm 0,16$	$1,60 \pm 0,02$	—
3'/3'' ( $Cs^{137}$ )	—	$1,04 \pm 0,02$	$1,03 \pm 0,01$
$A_4/\Gamma_4$ ( $Co^{60}$ )	$1,00 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,02^*$	—
$A_4/E_4$ ( $Co^{60}$ )	$1,00 \pm 0,04$	$1,04 \pm 0,02^*$	—

\* С торца и с боковой поверхности.

В геометрии ограниченного телесного угла определены скорости счета от образцовых  $\gamma$ -источников  $Co^{60}$   $A_4$ ,  $\Gamma_4$  и  $E_4$ , аттестованных по активности на эталонной установке ВНИИМ [3] в качестве ее рабочих эталонов. Измерения производили с торца и с боковой поверхности источника. В табл. 2 приведены результаты сравнения измерений на установке УПГИ-2 и на 4л-ионизационной камере.

На установке УПГИ-2 аттестован набор  $\gamma$ -источников радия № 19—24 по рабочим эталонам радия ВНИИМ № 17 и 18 [4].

При измерениях стеклянные ампулы с радиом (внутренний диаметр ампул  $3,6 \pm 0,1$  мм, длина  $40 \pm 0,2$  мм, толщина стенок  $0,5 \pm 0,1$  мм) помещали в один и тот же платиновый пенал с толщиной стенок  $0,5 \pm 0,025$  мм и располагали их параллельно поверхности детектора на специальной плексигласовой лодочке-держателе. Для проверки анизотропии в радиальном направлении ампулы вместе с оболочкой поворачивали несколько раз на  $90^\circ$  вокруг оси. В пределах погрешности измерений скорость счета не изменялась.

Сравнение рабочих эталонов радия № 17 и 18 на установке УПГИ-2 показало, что отношение их активности равно  $0,877 \pm 0,004$ . Это согласуется с паспортными данными на рабочие эталоны. Результаты аттестации набора  $\gamma$ -источников радия приведены в табл. 3.

Сравнение результатов измерений содержания радия в  $\gamma$ -источнике № 19, полученных на  $\alpha$ -калориметре ( $0,084 \pm 0,008$  мкг) и на установке УПГИ-2 ( $0,089 \pm 0,002$  мкг), показало, что они хорошо согласуются между собой.

Кроме измерения активности, на установке УПГИ-2 определено соотношение мощностей экспозиционных доз, создаваемых рабочими эталонами радия при расположении продольной оси источников параллельно плоскости детектора. Каждый из источников был заключен в платиновый

Таблица 3

Номера источников	Содержание радия-элемента, мкг
19	$0,089 \pm 0,002$
20	$0,066 \pm 0,002$
21	$0,0130 \pm 0,0005$
22	$0,0090 \pm 0,0004$
23	$0,0013 \pm 0,0001$
24	$0,0011 \pm 0,0001$

пенал с толщиной стенок  $0,5 \pm 0,025$  мм. Полученное соотношение сопоставлено с соотношениями, измеренными другими приборами.

Соотношение мощностей экспозиционных доз, создаваемых рабочими эталонами радия № 15 и 16 (содержание радия-элемента  $6,245 \pm 0,030$  и  $2,964 \pm 0,014$  мкг соответственно), было определено на установке УПГД-1 с помощью рентгенметра РП-1. Соотношение скоростей счета, создаваемых рабочими эталонами радия № 15 ÷ 18, было определено на установке УПГИ-2. Сопоставление результатов приведено в табл. 4.

Таблица 4

Установка	Соотношение значений активностей источников		
	16 15	17 15	18 15
УПГД-1	$0,486 \pm 0,016$	—	—
УПГИ-2	$0,483 \pm 0,005$	$0,189 \pm 0,005$	$0,215 \pm 0,005$

### Заключение

Исследование установки УПГИ-2 показало, что с ее помощью можно измерять активности и мощности экспозиционных доз  $\gamma$ -источников в диапазоне  $10^3$  —  $10^6$  *расп/сек* относительным методом. При этом статистическая погрешность сравнения источников лежит в пределах  $0,5 \div 1,5\%$  при скоростях счета от 4000 до 100 *имп/сек* соответственно и продолжительности измерения 100 *сек*.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Писаревский А. Н. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
2. Караваев Ф. М. Ионизационная камера для абсолютного измерения активности радиоактивных препаратов. «Измерительная техника», 1959, № 5.
3. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. Рабочие эталоны и образцовые  $\gamma$ -источники 1-го разряда из  $\text{Co}^{60}$ . «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Стандартгиз, 1964.
4. Дричко А. Ф., Жуковская Л. П., Караваев Ф. М., Русинова С. А. Новые рабочие эталоны радия. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 55(115). М.—Л., Стандартгиз, 1961.

Статья поступила  
в апреле 1968 г.

**ПРОТОЧНЫЙ 4л-СЧЕТЧИК  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКИХ УРОВНЕЙ АКТИВНОСТИ  
 $\alpha$ - и  $\beta$ -ИСТОЧНИКОВ**

*Описан проточный 4л-счетчик для измерения внешнего излучения и активности  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников, с нижним пределом 0,01 расп/сек (для  $\alpha$ -источников) и 0,3 расп/сек (для  $\beta$ -источников).*

Измерение низких уровней радиоактивности ( $0 \div 10$  расп/сек) приобретает особо важное значение в связи с необходимостью измерения радиоактивной загрязненности воды и воздуха, различных материалов и химических реактивов, а также имеет важное значение в приборостроении, медицине, геологии и др. Поэтому возникла необходимость в создании установки для градуировки источников низкой активности. Такая установка должна обладать высокой эффективностью счета при возможно низком фоне. Наибольшей эффективностью регистрации  $\beta$ -излучения ( $\sim 100\%$ ) обладают 4л-счетчики. Величина фона 4л-счетчика весьма

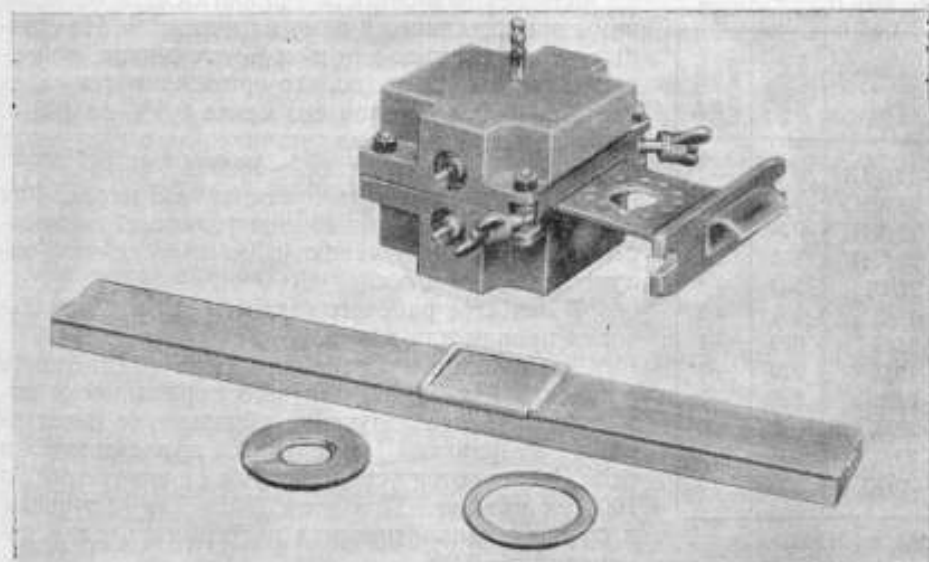


Рис. 1. Общий вид счетчика.



зависит от его размеров. Во ВНИИФТРИ для измерения активности и внешнего излучения слабоактивных источников с площадью активной поверхности  $\sim 1 \text{ см}^2$  изготовлен малый проточный 4л-счетчик, работающий в пропорциональной области (рис. 1).

4л-счетчик представляет собой цилиндр высотой и диаметром по 40 мм. В центре цилиндра имеется перегородка, разделяющая объем счетчика на две половины. Подключая верхнюю или нижнюю половины,

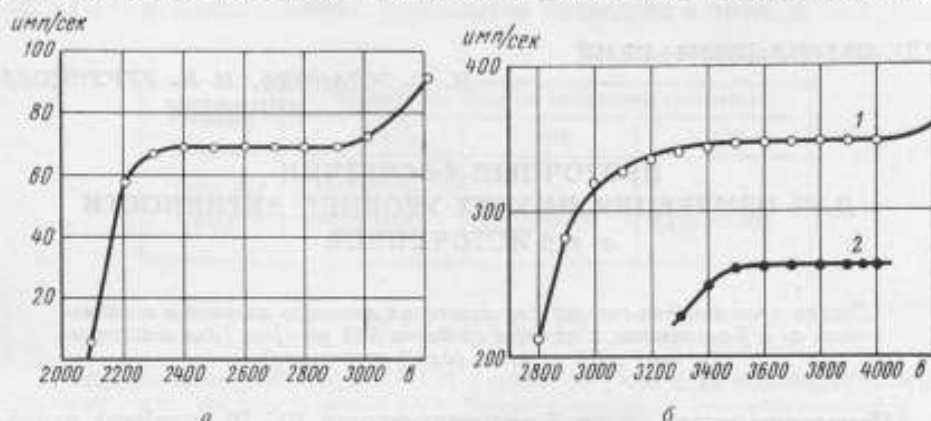


Рис. 2. Зависимость скорости счета от напряжения на счетчике.  
а)  $\alpha$ -калculатель; б) 1—СМ, рабочий газ метан; 2— $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ , рабочий газ пропан.

можно работать в «2л-геометрии» или использовать весь цилиндр — в «4л-геометрии». Высоковольтными электродами являются вольфрамовые нити диаметром 0,005 см, натянутые на расстоянии 10 см от торцов цилиндра. Изоляторы изготовлены из фторопласта-4. В качестве рабочего газа применяется технический метан или пропан. Для снижения фона счетчика использован свинцовый экран толщиной 5 см.

Таблица 1

Дата измерения, 1964 г.	Внешнее излучение, чист/сек	Отклонение от среднего
13/VIII	928	-2
21/VIII	932	+2
27/VIII	928	-2
28/VIII	933	+3
21/IX	933	+3
14/X	932	+2
15/X	929	-1
19/X	929	-1
26/X	928	-2
28/X	930	0
29/X	928	-2
3/XI	933	+3

Одной из важнейших характеристик счетчика является зависимость скорости счета от величины приложенного к нему напряжения. Из счетных характеристик для  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников, приведенных на рис. 2, видно, что протяженность «плато» 300—500 в, наклон его менее 0,5% на 100 в. Рабочее напряжение на счетчике для  $\alpha$ -излучения  $\sim 2800$  в, для  $\beta$ -излучения  $\sim 3800$  в.

Разрешающее время установки 3 мксек. Фон счетчика с защитой из свинца толщиной 5 см составляет: по  $\alpha$ -излучению 0,005 имп/сек по  $\beta$ -излучению 0,3 имп/сек.

В качестве рабочего газа может быть использован пропан или метан.

Стабильность установки была исследована в течение 3 месяцев, для чего периодически измеряли внешнее излучение образцового  $\alpha$ -источника. Результаты измерений, приведенные в табл. 1, являются усредненными 11 измерений по 100 сек каждое. При этом  $N_{\text{ср}} = 930$  частиц/сек и средняя квадратическая погрешность ряда измерений  $\sigma = 0,2\%$ .

Результаты, полученные с помощью проточного 4л-счетчика ВНИИФТРИ, были сличены с аналогичными результатами, полученными

ми на эталонных установках ВНИИМ [1, 2]. Для сличения были выбраны 8 источников (4  $\alpha$ -источника из  $\text{Pu}^{239}$  и 4  $\beta$ -источника из  $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ ) в диапазоне активности  $10 \div 10^4$  расп/сек. Результаты сличения даны в табл. 2.

Таблица 2

Номера источников	Вид излучения	Внешнее излучение (част/сек) и погрешность, %		Расхождение, %
		эталонная установка ВНИИМ	проточный счетчик ВНИИФТРИ	
77	$\beta$	81.3 ( $\pm 0.7$ )	82.1 ( $\pm 1$ )	+0.9
83	"	83.0 ( $\pm 0.5$ )	823 ( $\pm 1$ )	-0.7
85	"	2600 ( $\pm 0.5$ )	2570 ( $\pm 1$ )	-1.1
88	"	8400 ( $\pm 0.5$ )	8330 ( $\pm 1$ )	-3
4	$\alpha$	9.25 ( $\pm 1.5$ )	9.4 ( $\pm 2$ )	+2.3
8	"	91.8 ( $\pm 0.7$ )	92.0 ( $\pm 1$ )	+0.2
18	"	934 ( $\pm 0.5$ )	932 ( $\pm 1$ )	-0.2
20	"	8830 ( $\pm 0.5$ )	8840 ( $\pm 1$ )	+0.1

Из табл. 2 видно, что сходимость результатов абсолютных измерений внешнего излучения  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников хорошая. Для большинства измерений расхождение результатов лежит в пределах погрешностей измерений. Проведенные сличения показали также, что для рассмотренных изотопов эффективность проточного 4л-счетчика не отличается, в пределах погрешности измерений, от эффективности 4л-счетчика эталонной установки ВНИИМ ( $\sim 100\%$ ).

Установка с проточным 4л-счетчиком удобна и проста в эксплуатации. Применение проточных счетчиков сделало ненужной громоздкую вакуумную систему для откачки и наполнения их газом. Смена источника весьма удобна и занимает менее 1 мин. Все это дает основание рекомендовать разработанный ВНИИФТРИ проточный 4л-счетчик для градуировки  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников, а также для выполнения отдельных научно-исследовательских работ, связанных с точными измерениями радиоактивных препаратов низкой активности.

### Заключение

1. Создан малый проточный 4л-счетчик для абсолютных и относительных измерений активности и внешнего излучения  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников, нижний предел измерения активности которых  $0.01$  расп/сек для  $\alpha$ -источников и  $0.3 \div 0.5$  расп/сек для  $\beta$ -источников, и соответствующая электронная аппаратура.

2. Установка может быть рекомендована для градуировки  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников с погрешностью 2—5% для внешнего излучения стандартных источников, с той же погрешностью может быть измерена активность источников на тонких подложках.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев В. Я., Константинов А. А. Установка УСЧ-1 для абсолютного измерения активности  $\alpha$ -излучателей. «Труды институтов Комитета», вып. 69(129). М.—Л., Стандартгиз, 1962.

2. Константинов А. А., Кочин А. Е. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности  $\beta$ -излучателей. «Труды институтов Комитета», вып. 69(129). М.—Л., Стандартгиз, 1962.

## II. ИЗМЕРЕНИЕ ДОЗ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 539.1.074.22.089.6

Г. П. ОСТРОМУХОВА, К. К. ХЛЕБНИКОВ,  
М. Ф. ЮДИН  
ВНИИМ

### МЕТОДИКА ГРАДУИРОВКИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОБРАЗЦОВЫХ $\gamma$ -ИСТОЧНИКОВ

*Приводятся результаты градуировки образцовой ионизационной камеры для измерения полной энергии пучка тормозного излучения от бетатронной установки ВНИИМ [1]. Камера проградуирована с помощью образцовых  $\gamma$ -источников  $Co^{60}$  и  $Cs^{137}$ .*

Для абсолютных измерений полной энергии пучка тормозного излучения электронных ускорителей за интересующий промежуток времени обычно используют калориметры. Недостатком калориметра является его сравнительно малая чувствительность, громоздкость и необходимость введения ряда поправок (поправки на утечку энергии в форме нейтронов, вторичных электронов и на рассеяние и прохождение фотонов). Поэтому для практических измерений обычно используют ионизационные камеры, предварительно проградуированные по калориметру или каким-либо другим абсолютным методом измерения [2, 3].

Как правило, камеры, предназначенные для измерения полной энергии пучка жесткого тормозного излучения, градуируют в широком диапазоне энергий, начиная от рентгеновского излучения с напряжением на трубке 200—250 кВ и кончая излучением с максимальной энергией квантов, для которого предназначается данная камера.

В зависимости от диапазона энергий квантов подбирается оптимальная толщина передней стенки камеры с тем, чтобы уменьшить зависимость чувствительности ее от энергии квантов измеряемого излучения.

Градуировка камеры сводится к установлению постоянной  $K$  камеры, дающей зависимость между падающей энергией  $E$  измеряемого излучения и суммарным зарядом  $Q$ , образованным излучением в камере

$$K = \frac{E}{Q} \text{ дж/к.}$$

Зная постоянную  $K$  и измерив  $Q$ , легко найти полную энергию пучка излучения определенного сечения за любой интервал времени.

Измерение суммарного заряда  $Q$  не представляет особых трудностей и может быть выполнено с высокой точностью. Определение же постоянной  $K$  камеры в широком диапазоне энергии квантов тормозного излучения требует наличия сложного стационарного оборудования, как, например, калориметров, спинтилляционных спектрометров, электронно-счетной аппаратуры и др.

Ввиду этого целесообразно наладить по единой методике градуировку ионизационных камер, предназначенных для измерения энергии тормозного излучения, с тем, чтобы исключить погрешность их градуировки в различных организациях.

В области  $\gamma$ -излучения с энергией квантов до 3 Мэв для градуировки камер могут быть использованы образцовые  $\gamma$ -источники, помещенные в специальное диафрагмирующее устройство. При этом основное внимание должно быть обращено на то, чтобы исключить или с достаточной степенью точности измерить вклад излучения как проникающего через края ограничивающей диафрагмы, так и рассеянного самим коллиматором.

Источники  $\gamma$ -излучения должны быть предварительно аттестованы по значению мощности экспозиционной дозы на эталонной установке [4], воспроизводящей единицу рентген в области  $\gamma$ -излучения с энергией квантов 250—3000 кэв.

Использование для градуировки диафрагмирующего устройства (рис. 1), аналогичного по конструкции диафрагмирующему устройству эталонной установки, позволяет получать пучки с одинаковым проникновением  $\gamma$ -излучения через края диафрагмы, что повышает точность расчета постоянной  $K$ .

На выходе диафрагмирующего устройства имеется свинцовая диафрагма длиной 150 мм с калиброванным отверстием, диаметр которого по всей длине сохраняется в пределах 19,95—20,00 мм.

Для уменьшения проникновения в камеру рассеянного излучения между ней и диафрагмирующим устройством предусмотрен дополнительный свинцовый экран с отверстием диаметром 50 мм, значительно превышающим диаметр пучка  $\gamma$ -излучения. При измерениях свинцовый экран остается на месте, а градуируемую камеру перемещают на 1—2 м от источника.

Схема диафрагмирования рис. 1 позволяет получить пучок  $\gamma$ -излучения со строго известным сечением и углом раствора около  $2^\circ$ .

Во ВНИИМ была проградуирована подобная камере Национального бюро эталонов (США) типа P2-4 [5] ионизационная камера типа ИКБ-50/1 (рис. 2) из алюминиевого сплава Д16Т, химический состав которого приведен в таблице. При этом были использованы образцовые источники 1-го разряда из  $Co^{60}$  и  $Cs^{137}$  активностью  $\sim 4,5$  и  $\sim 3,5$  кюри соответственно.

Конструктивно камера представляет собой многосекционный коллектор ионов  $I$  с наборной передней стенкой 3, заключенный в корпус из латуни 2. Измерительный объем разделен двумя группами чередующихся высоковольтных и собирающих пластин толщиной 0,8 мм. Электрическая утечка между группами пластин практически не происходит, так как они смонтированы в корпусе на изоляторах из янтаря. В камере предусмотрена возможность измерения температуры и осушения воздуха. Снятие вольт-амперной характеристики камеры показало, что ток насыщения при использовании указанных источников  $\gamma$ -излучения обеспечивается при напряжении 100 в.

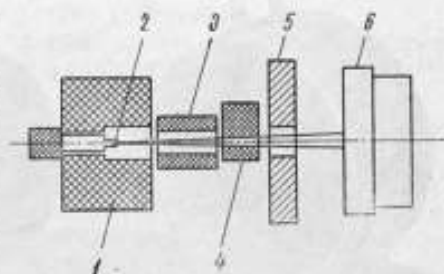


Рис. 1. Схема диафрагмирования пучка  $\gamma$ -излучения:

1 — контейнер; 2 — источник; 3 — ограничивающая диафрагма; 4 — калиброванная диафрагма; 5 — экран; 6 — градуируемая камера.



Первоначально было исследовано изменение чувствительности камеры по сечению измерительных электродов. Для этого камеру последовательно перемещали в направлении, перпендикулярном к оси пучка  $\gamma$ -излучения, и при этом измеряли ионизационный ток в камере компенсационным методом, используя в качестве нулевого индикатора серийный усилитель тока типа ЭМУ-3. Погрешность измерения тока составляла  $\pm 1\%$ . Расстояние камеры до источника оставалось постоянным, диаметр сечения пучка  $\gamma$ -излучения на передней стенке камеры равнялся 3,2 см.

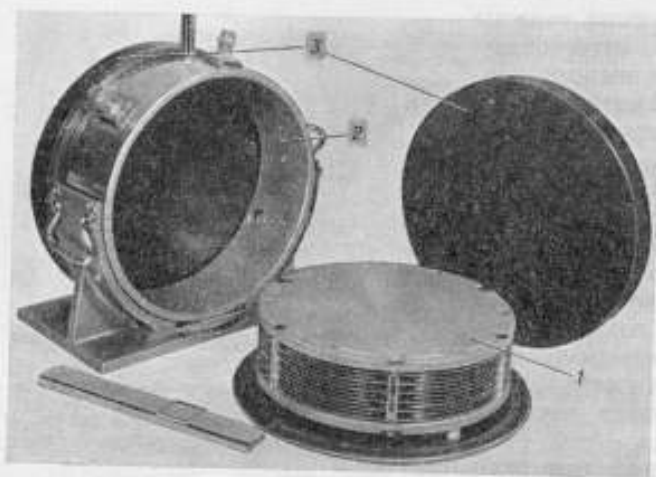


Рис. 2. Общий вид ионизационной камеры ВНИИМ ИКБ-50/1:  
1 — коллектор; 2 — корпус; 3 — передняя стенка.

Химический состав алюминиевого сплава Д10Т	Содержание, %
Медь	3,8—4,9
Магний	1,2—1,8
Марганец	0,3—0,9
Кремний	0,5
Железо	0,5
Цинк	0,3
Примеси	1,5
Алюминий	Остаточное

Как видно из рис. 3, где приведены результаты измерений, чувствительность камеры в пределах погрешности измерений остается постоянной для сечения пучка диаметром 4—5 см.

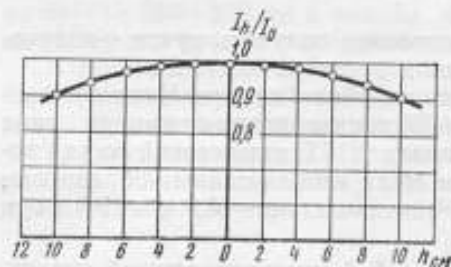


Рис. 3. Зависимость чувствительности камеры от поперечного перемещения в пучке.

Значения ионизационного тока:  $I_0$  — при камере в центре пучка излучения;  $I_h$  — при смещении камеры в поперечном сечении на  $h$  см от нулевого положения.

Постоянную  $K$  камеры определяли при расстояниях от источника до передней стенки камеры от 1 до 2 м. При изменении этого расстояния в указанных пределах ионизационный ток уменьшался на  $\sim 1\%$ , что объясняется ослаблением  $\gamma$ -излучения в воздухе, а также уменьшением примерно на 0,3% чувствительности камеры, зависящей от сечения пучка  $\gamma$ -излучения.

Принимая среднее значение энергии, затрачиваемой электронами на образование одной пары ионов в воздухе, равным 33,8 эв, получаем, что для создания мощности экспозиционной дозы 1 р/сек

потребуется поток  $\gamma$ -излучения интенсивностью  $I = 3,27$  дж/м<sup>2</sup>·сек для  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$  и 2,97 дж/м<sup>2</sup>·сек для  $Cs^{137}$ .

Постоянную камеры  $K$  для условий  $t=20^\circ\text{C}$  и  $H=760$  мм рт. ст. можно рассчитать по формуле

$$K = K_{nt} a_1 a_2 \frac{ISP}{l} \text{ дж/к},$$

где  $J$  — интенсивность излучения ( $\text{дж/м}^2 \cdot \text{сек}$ ), соответствующая мощности экспозиционной дозы в 1  $\text{р/сек}$ ;

$P$  — найденная из результатов измерений на эталонной установке мощность экспозиционной дозы ( $\text{р/сек}$ ) в плоскости передней стенки камеры;

$S$  — сечение пучка  $\gamma$ -излучения в плоскости передней стенки камеры ( $\text{м}^2$ );

$i$  — измеренное значение ионизационного тока ( $a$ );

$a_1$  — коэффициент, учитывающий проникновение  $\gamma$ -излучения через края калиброванной диафрагмы (для  $\text{Co}^{60}$   $a_1=1,05$  и для  $\text{Cs}^{137}$   $a_1=1,03$ );

$a_2$  — коэффициент, учитывающий зависимость чувствительности камеры от сечения пучка излучения ( $a_2=1$  для  $L=1$  м,  $a_2=0,997$  для  $L=2$  м);

$K_{nt}$  — поправочный коэффициент на температуру и давление воздуха в камере:

$$K_{nt} = \frac{273 + t}{273 + 20} \cdot \frac{760}{H}$$

Результаты измерений постоянной  $K$  камеры следующие:

	$\text{Co}^{60}$	$\text{Cs}^{137}$
Мощность дозы при $L=1$ м на дату измерения, $\text{р/сек}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$3,18 \cdot 10^{-4}$
Ионизационный ток, приведенный к $20^\circ\text{C}$ и $760$ мм рт. ст.	$1,15 \cdot 10^{-6}$	$2,19 \cdot 10^{-9}$
Значение $K$ , $\text{дж/к}$	$4,02 \cdot 10^5$	$4,44 \cdot 10^5$

Погрешность определения ее может быть оценена  $\pm 2,5\%$  для  $\text{Co}^{60}$  и  $\pm 4\%$  для  $\text{Cs}^{137}$ .

Сравнение полученных данных с результатами градуировки аналогичной камеры в НБС США ( $K_{\text{Cs}}=4,52 \cdot 10^5 \text{ дж/к}$  и  $K_{\text{Co}}=4,14 \cdot 10^5 \text{ дж/к}$ ) показывает, что расхождение в значении постоянных достигает  $3,5\%$  для  $\text{Cs}^{137}$  и  $3\%$  для  $\text{Co}^{60}$ .

Однако значение  $J$ , принятое в данной работе и в НБС, не совпадает для  $\gamma$ -излучения  $\text{Co}^{60}$ . Если принять значение  $J$  одинаковым, то расхождение в значении постоянной  $K$  для  $\text{Co}^{60}$  не превысит  $1\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Виллеваальде Н. Д., Лысанов Ю. В., Скотников В. В., Хлебников К. К., Юдин М. Ф. Бета-тронная установка ВНИИМ на  $50 \text{ Мэв}$ , ПТЭ, 1963, № 1.
2. Recommendation of the International Commission on Radiological Units and Measurements (ICRU), Report 10 b, 1962, NBS Handbook 85, 1964, pp. 33—37.
3. Круглов С. П. Сравнение ионизационных и калориметрических измерений потока энергии тормозного излучения от синхротрона. ЖТФ, т. XXXI, вып. 19, 1961.
4. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П. Воспроизведение рентгена в области  $\gamma$ -излучения с энергией квантов  $0,25 \div 3 \text{ Мэв}$ . «Труды институтов Комитета», вып. 55(115). М.—Л., Стандартиз, 1961.
5. Pruitt J. S. and Domen S. R. Determination of Total X-Ray Beam Energy with a calibrated Ionisation Chamber. NBS Monograph, 48, 1962.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ  
СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Предлагается использовать для абсолютных измерений интенсивности тормозного излучения многощелевую ионизационную камеру, позволяющую оценить среднюю энергию спектра и ввести поправку на чувствительность камеры.*

Абсолютные измерения интенсивности потока тормозного излучения в области энергий до 100 Мэв можно выполнить наиболее точно с помощью ионизационных камер, так как в этой области энергий чувствительность их превосходит чувствительность квантометров и калориметров.

Чувствительность камер была рассчитана в 1964 г. А. К. Каминским и Э. С. Лонским [1,2] с возможной погрешностью, не превосходящей 3—5% и обусловленной неточностью знания эффективного сечения образования пар, пробегов электронов и энергии образования одной пары ионов. Использование расчетных данных для конкретных измерений требует усреднения чувствительности камеры по спектру излучения, который в большинстве случаев неизвестен.

Необходимость в спектральных измерениях отпадает, если известна средняя энергия спектра

$$E_{\text{ср}} = \frac{\int_0^{E_0} E \varphi(E_0, E) dE}{\int_0^{E_0} \varphi(E_0, E) \cdot dE} \quad (1)$$

Здесь  $\varphi(E_0, E)$  — функция распределения фотонов по энергии;

$E_0$  — граничная энергия спектра.

Значение  $E_{\text{ср}}$  связано с ходом каскадной кривой, т. е. с зависимостью полного числа частиц от глубины  $t$  поглотителя:

$$N(E_0, t) = \int_0^{E_0} P(E_0, E, t) \cdot dE, \quad (2)$$

где  $P(E_0, E, t)$  — функция распределения электронов по глубине и энергии.

Каскадная кривая в легких веществах и при энергиях, близких к критической, может быть представлена в виде [3]

$$N(E_0, t) = \gamma t e^{-\gamma t} \sum_{n=0}^{\infty} A_n L_n^1(\gamma t), \quad (3)$$

где  $L_n^1(\gamma t)$  — полиномы Лагерра, причем

$$L_0^1(\gamma t) = 1; L_1^1(\gamma t) = 2 - \gamma t; L_2^1(\gamma t) = 3 - 3\gamma t + \frac{\gamma^2 t^2}{2}$$

$$A_n(E_0) = \frac{\gamma}{n+1} \int_0^\infty N(E_0, t) L_n^1(\gamma t) \cdot dt, \quad (4)$$

$\gamma$  — суммарный коэффициент поглощения фотонов.

Для монохроматических фотонов коэффициенты  $A_n$  можно выразить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \gamma \frac{E_0}{\beta}; & A_1 &= \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{E_0}{\beta} \left( 2 - \gamma \left\{ \bar{t}_p(E_0, 0) \right\}^\Gamma \right); \\ A_2 &= \frac{\gamma}{3} \cdot \frac{E_0}{\beta} \left( 3 - 3\gamma \left\{ \bar{t}_p(E_0, 0) \right\}^\Gamma + \frac{\gamma^2}{2} \left\{ \bar{t}_p^2(E_0, 0) \right\}^\Gamma \right). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь  $\bar{t}_p^\Gamma$  — моменты ливневой кривой;

$\beta$  — критическая энергия;

$\Gamma$  — указывает на то, что моменты вычислены для ливней, созданных фотонами.

Из формул (4) и (5) ясно, что коэффициенты  $A_n$  в случае произвольного спектра фотонов будут являться функциями некоторой средней энергии  $E_{cp}$ .

В работе [3] было показано, что ряд (3) сходится достаточно быстро, так что можно ограничиться его первыми тремя членами.

Полагая, что ионизация на данной глубине поглотителя пропорциональна числу ливневых электронов, коэффициенты можно определить измерением. Для этого достаточно на четырех различных глубинах  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  и  $t_4$  расположить одинаковые щелевые ионизационные камеры и определить значения ионизации в них:  $\rho(t_1)$ ,  $\rho(t_2)$ ,  $\rho(t_3)$  и  $\rho(t_4)$ . Согласно сделанному предположению

$$\rho(t) = \omega N(E_0, t),$$

где  $\omega$  — коэффициент пропорциональности.

В результате получим систему уравнений для определения трех неизвестных коэффициентов  $A_n$ , а также  $\gamma$ .

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\omega} \rho(t_1) &= \gamma t_1 e^{-\gamma t_1} \sum_{n=0}^2 A_n L_n^1(\gamma t_1); \\ \frac{1}{\omega} \rho(t_2) &= \gamma t_2 e^{-\gamma t_2} \sum_{n=0}^2 A_n L_n^1(\gamma t_2); \\ \frac{1}{\omega} \rho(t_3) &= \gamma t_3 e^{-\gamma t_3} \sum_{n=0}^2 A_n L_n^1(\gamma t_3); \\ \frac{1}{\omega} \rho(t_4) &= \gamma t_4 e^{-\gamma t_4} \sum_{n=0}^2 A_n L_n^1(\gamma t_4). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Решив систему (6), можно по уравнениям, аналогичным (5), определить значение средней энергии.

Если хотя бы одна из щелей расположена на глубине, соответствующей расчетной (см. работы [1] и [2]), то чувствительность камеры можно выбрать согласно найденному значению средней энергии. Таким образом отпадает необходимость в усреднении чувствительности камеры по спектру.

В том случае, если чувствительность камер достаточно высока, можно повысить точность измерений средней энергии спектра тормозного излучения, расположив две, три и т. д. щели на глубинах, для которых чувствительность вычислена.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Каминский А. К., Лонский Э. С. Расчет чувствительности толстостенных ионизационных камер. «Вести Моск. ун-та», вып. 2, 1964.
2. Каминский А. К., Лонский Э. С. Толстостенная ионизационная камера как монитор для  $\gamma$ -излучения с энергией от 0 до 100 Мэв. ЖТФ, т. XXXIV, 1964.
3. Иваненко И. П. Каскадные ливни, создаваемые электронами и фотонами в легких и тяжелых веществах. ЖЭТФ, т. 31, 1956.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\beta$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПЛОСКОГО ИСТОЧНИКА БОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ

*Приведены результаты исследования энергетического и углового распределения  $\beta$ -излучения от плоского источника с площадью активной поверхности 300 см<sup>2</sup>. Полученные энергетические спектры электронов позволяют установить зависимость средней энергии спектра от расстояния до источника, а также зависимость средних энергетических потерь  $\beta$ -частиц, усредненных по спектру, от расстояния до поверхности источника.*

Определение различных дозиметрических характеристик и исследование поля излучения плоских источников  $\beta$ -излучения больших размеров представляет значительный интерес для практической дозиметрии, поскольку такие источники целесообразно применять для градуировки дозиметрической аппаратуры. В настоящей работе исследовано угловое и энергетическое распределение  $\beta$ -излучения от плоского источника  $P^{32}$  с площадью активной поверхности 300 см<sup>2</sup>.

Методика приготовления плоских источников  $\beta$ -излучения больших размеров на твердых подложках с использованием поверхностно-активных веществ уже описана ранее [1]. Источник  $P^{32}$  был приготовлен на алюминиевой подложке толщиной 4 мм и диаметром 200 мм методом кристаллизации из водного раствора дигидрофосфата натрия с применением поверхностно-активного вещества «некаль БС». Неоднородность источника в средней его части составляла  $\pm 20\%$  при исследовании с помощью сцинтилляционного счетчика с диафрагмой диаметром 3 мм на расстоянии 1 мм от поверхности источника. Общая активность источника в начале измерений не превышала 0,5 мкюри, толщина его активного слоя составляла 60—70 мкг/см<sup>2</sup>.

Для изучения спектров  $\beta$ -излучения применяли установку типа УСД, описанную в работе [2]. Установка представляет собой сцинтилляционный спектрометр, у которого сцинтилляционный кристалл с диаметром основания 30 мм вместе с фотоумножителем ФЭУ находится в светонепроницаемом ящике и его можно перемещать относительно источника в трех взаимно-перпендикулярных плоскостях. Расположение кристалла относительно источника представлено на рис. 1, где  $\varphi$  — угол регистрации  $\beta$ -частиц и  $R$  — расстояние до поверхности источника. В настоящей работе изучали спектры  $\beta$ -частиц, действующих на поверхность кристалла спектрометра на расстояниях от 3 до 11 см от поверхности источника  $\beta$ -излучения. Для определения углового распределения  $\beta$ -излучения служил набор полусферических диафрагм толщиной 4 мм с кольцевыми щелями, одна из которых шириной 3 мм изображена на рис. 1. Щели были выполнены таким образом, чтобы регистрировать  $\beta$ -частицы под углами  $\varphi$ , равными 15, 30, 45, 60 и 75°. Толщина диафрагмы, равная 4 мм,

достаточна для поглощения  $\beta$ -частиц с энергией до 3000 кэв. Градуировали спектрометр по энергии конверсионных электронов  $Cs^{137}$  с энергией

625 кэв. Разрешение на половине высоты линии составляло 18—19%. Измерения проводили при атмосферном давлении воздуха и скоростях счета порядка  $10^3$ — $10^4$  имп/сек, в этом случае поправка на просчет не превышала 1—2%. При измерениях учитывали различие площадей угловых диафрагм и вносили поправку, приводящую все измерения к одному значению площади открытой поверхности кристалла.

На рис. 2 представлены графики энергетического распределения  $\beta$ -излучения на близком и на далеком расстояниях от источника с различными угловыми диафрагмами. Как видно из рисунка, спектры на близком расстоянии от источника имеют почти одинаковую максимальную энергию, в то время как на далеком расстоянии форма спектра претерпевает сильные изменения. Особенно заметные изменения наблюдаются, если спектры получены под углами 15 и 30°, под которыми в кристалл попадают в основном  $\beta$ -частицы, рассеянные в воздухе.

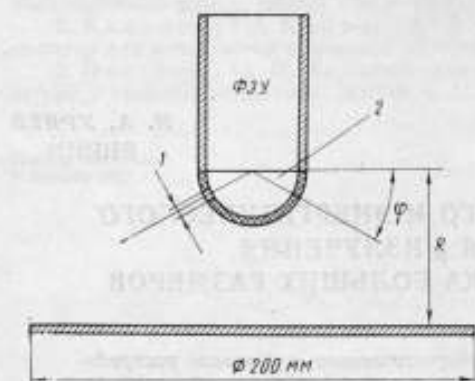


Рис. 1. Расположение сцинтилляционного кристалла и угловой диафрагмы относительно источника:

1 — кольцевая щель 3 мм, 2 — кристалл.

Для получения более четкого представления об изменении формы спектра  $\beta$ -частиц, регистрируемых с различными угловыми диафрагмами, целесообразно воспользоваться средней энергией спектра. В данной работе среднюю энергию спектра определяли из экспериментального графика энергетического распределения  $\beta$ -частиц, при этом вводили поправку на фон и тормозное излучение от диафрагмы. Фон в эксперименте составлял 50—60 имп/сек, причем фоновые импульсы наблюдали только в первых 5—6 каналах дискриминатора.

Среднюю энергию спектра рассчитывали по формуле

$$\bar{E}_\beta = \frac{\sum_{i=1}^n N_i E_i}{\sum_{i=1}^n N_i},$$

где  $N_i$  — число частиц в канале с номером  $i$ ;

$n$  — число каналов дискриминатора;

$E_i$  — энергия  $\beta$ -частиц, соответствующая середине канала с номером  $i$ .

Таблица 1

Расстояние до источника, см	Средняя энергия спектров (кэв) при $\varphi$				
	15°	30°	45°	60°	75°
3	567	694	707	697	685
5	481	636	705	713	715
7	408	581	693	724	735
9	346	526	667	734	755
11	301	471	650	727	773

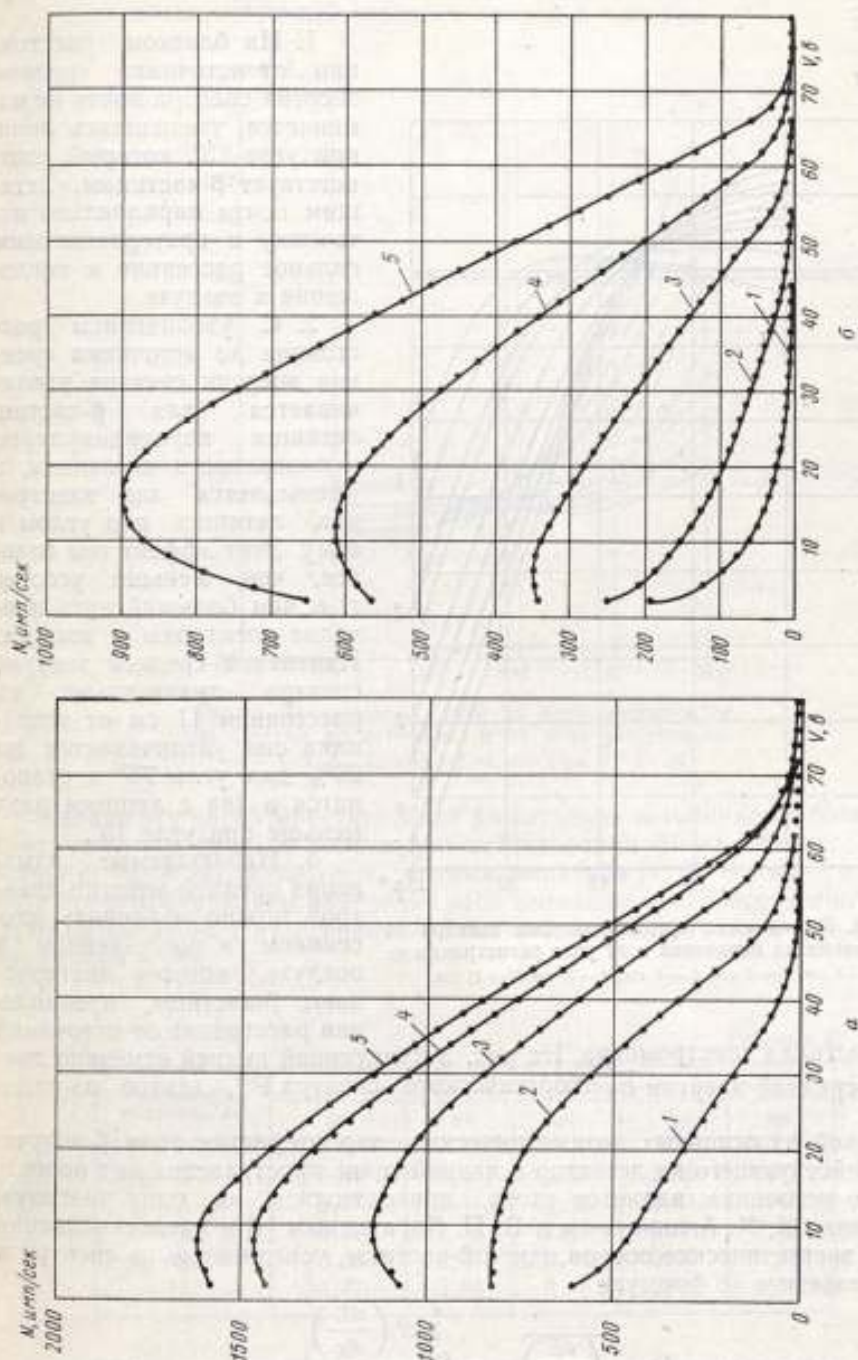


Рис. 2. Форма спектров  $\beta$ -частиц, попадающих на сцинтиллятор, отстоящий от источника на 3 см (а) и на 11 см (б), при различных угловых диафрагмах и амплитуде дискриминации V.  
Углы регистрации  $\beta$ -частиц: 15° (1), 30° (2), 45° (3), 60° (4) и 75° (5).



Средние значения энергии для всех измеренных спектров представлены на рис. 3 и в табл. 1. На рис. 3 изображены зависимости средней энергии спектров от расстояния до источника и от угла  $\varphi$ . С увеличением расстояния и уменьшением угла наблюдаются следующие закономерности:

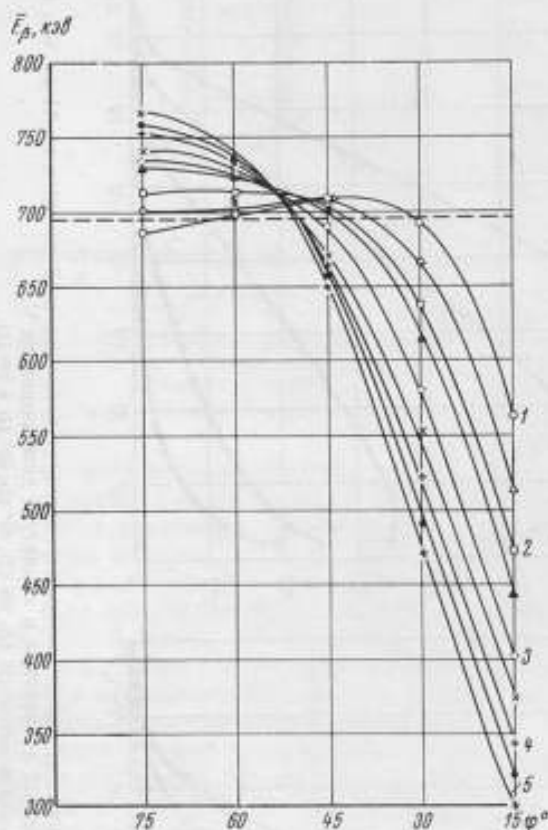


Рис. 3. Зависимость средней энергии спектра от расстояния до источника и от угла регистрации  $\varphi$ . 1—3 см, 2—5 см, 3—7 см, 4—9 см, 5—11 см.

до кристалла спектрометра. На рис. 3 пунктирной линией отмечено значение средней энергии  $\bar{E}_\beta$  теоретического спектра  $P^{32}$ , взятое из работы [3].

Одной из основных дозиметрических характеристик поля  $\beta$ -излучения, действующего на детектор в данной точке пространства над поверхностью источника, является «доза, приходящаяся на одну частицу», введенная К. К. Аглинцевым и В. П. Касаткиным [4] и представляющая собой энергетические потери одной  $\beta$ -частицы, усредненные по спектру и определяемые по формуле

$$D_1 = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{ср}} = \frac{\sum_{l=1}^n N_l \left( \frac{dE}{dx} \right)_l}{\sum_{l=1}^n N_l}$$

1. На близком расстоянии от источника средняя энергия спектра почти не изменяется, уменьшаясь лишь при угле  $15^\circ$ , который соответствует  $\beta$ -частицам, летящим почти параллельно источнику и претерпевающим сильное рассеяние и поглощение в воздухе.

2. С увеличением расстояния до источника средняя энергия спектра увеличивается для  $\beta$ -частиц, летящих перпендикулярно к поверхности источника, и уменьшается для электронов, летящих под углом к нему. Этот эффект тем сильнее, чем меньше угол  $\varphi$ , т. е. чем больший путь проходят электроны в воздухе. Изменение средней энергии спектра значительно, на расстоянии 11 см от источника она увеличивается на 20% для угла  $75^\circ$  и становится в два с лишним раза меньше при угле  $15^\circ$ .

3. Наблюдаемые изменения средней энергии спектров можно объяснить рассеянием и поглощением в воздухе, которое претерпевают  $\beta$ -частицы, преодолевая расстояние от источника

где  $N_i$  — число частиц, зарегистрированных в канале с номером  $i$ ;  
 $n$  — число каналов дискриминатора;

$(\frac{dE}{dx})_i$  — линейные энергетические потери одной  $\beta$ -частицы с энергией, соответствующей середине канала с номером  $i$ .

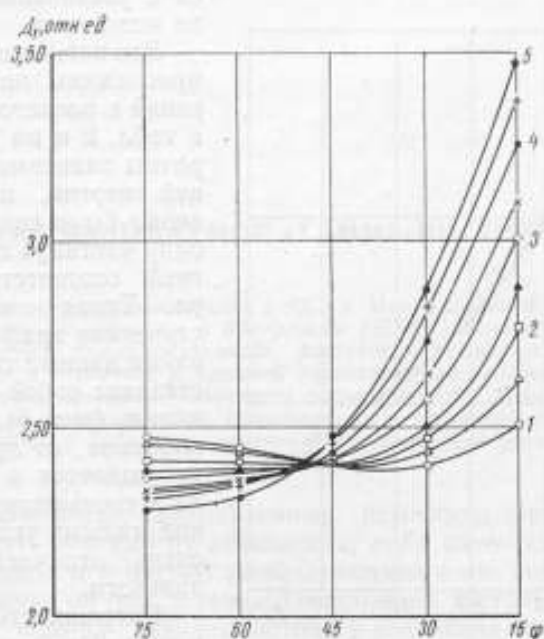


Рис. 4. Зависимость «дозы на одну частицу» от расстояния до источника и от угла регистрации.  
 1 — 3 см, 2 — 5 см, 3 — 7 см, 4 — 9 см, 5 — 11 см.

Однако эту характеристику поля  $\beta$ -излучения источников с большими поверхностями изучали только при исследовании фильтрованного излучения с помощью тканеэквивалентных фильтров [4, 5]. В настоящей работе были предприняты измерения этой величины непосредственно в воздухе на различных расстояниях от поверхности источника и под разными углами к ней.

Таблица 2

Расстояние до источника, см	«Доза на одну частицу» для источника $P^{32}$ при $\varphi$				
	15°	30°	45°	60°	75°
3	2,51	2,40	2,41	2,45	2,47
5	2,77	2,47	2,40	2,41	2,41
7	3,02	2,58	2,41	2,39	2,365
9	3,26	2,71	2,44	2,36	2,33
11	3,47	2,85	2,48	2,37	2,30

Так же как и при изучении средней энергии, здесь могут быть отмечены следующие закономерности для зависимости «дозы на одну частицу»:

1) при малом расстоянии до источника она почти не зависит от угла регистрации;

2) для малых углов, соответствующих боковым  $\beta$ -частицам, увеличивается с увеличением расстояния до источника;

3) для угла  $75^\circ$  уменьшается с увеличением расстояния до источника.

Эти зависимости могут быть прослежены по данным измерений и расчетов, приведенным в табл. 2 и на рис. 4. Они обратны зависимостям для средней энергии, поэтому естественно было связать «дозу на одну частицу» со средней энергией соответствующего спектра. Такая зависимость, построенная графически на основании данных табл. 1 и 2, представляет собой почти прямую линию (рис. 5). Некоторое отклонение от прямолинейности наблюдается в начале графика и соответствует измерениям под малыми углами, где спектр очень отличается от первоначального.

Погрешность приведенных в табл. 1 и 2 значений средней энергии спектров и «дозы на одну частицу» не превышает  $\pm 10\%$ .

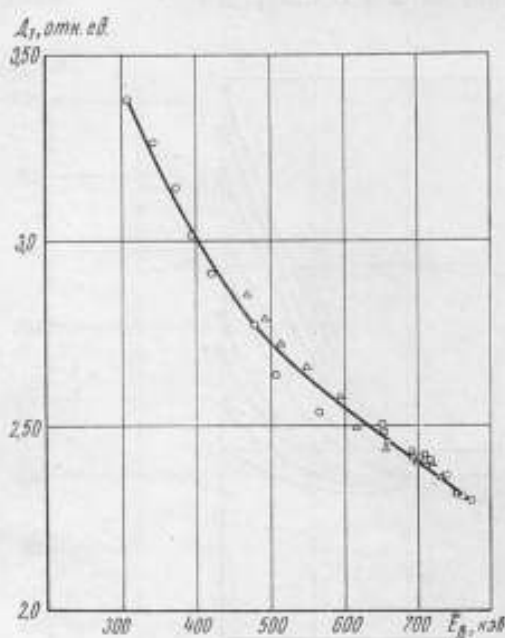


Рис. 5. Зависимость «дозы на одну частицу»  $D_1$  от средней энергии спектра  $E_{ср}$ , кэВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кочина М. П., Уряев А. И., Бригевич Р. Ф. Метод приготовления плоских  $\beta$ -излучателей больших размеров. «Радиохимия», 1964, т. VI, вып. 2.
2. Аглинцев К. К., Уряев И. А. Установка для спектральных и дозиметрических исследований плоских  $\beta$ -излучателей. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., изд-во стандартов, 1964.
3. Шиманская Н. С., Залецкий Э. Г. Средние энергии электронных и позитронных  $\beta$ -спектров. «Атомная энергия», 1964, т. 17, вып. 1.
4. Аглинцев К. К., Касаткин В. П. Метод дозиметрии  $\beta$ -излучения, основанный на исследованиях электронных спектров в полях  $\beta$ -излучателей. «Атомная энергия», 1959, т. 7, вып. 2.
5. Аглинцев К. К., Максимова М. П., Уряев И. А. О спектральном методе определения доз от  $\beta$ -излучателей. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 55(115), М.—Л., Стандартгиз, 1961.

## О ТАК НАЗЫВАЕМОЙ «ГАММА-ПОСТОЯННОЙ»

*Показывается, что предложенная в 1962 г. Международной комиссией по радиологическим единицам и измерениям (МКРЭ) величина «Г», названная «удельной гамма-постоянной», фактически не является постоянной. Предлагается вернуться к прежней характеристике внешнего излучения  $\gamma$ -излучающих нуклидов — мощности экспозиционной дозы, создаваемой нуклидом на расстоянии 1 м, и называть ее — «удельным выходом». Приведены значения «удельных выходов» некоторых  $\gamma$ -излучающих нуклидов в единицах СИ.*

В настоящее время радиоактивные источники  $\gamma$ -излучения принято характеризовать, помимо их активности, либо интенсивностью внешнего  $\gamma$ -излучения, либо мощностью экспозиционной дозы, создаваемой  $\gamma$ -излучением источника на определенном расстоянии. Источники имеют конечные размеры, и из-за взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом самого источника реальный спектр излучения, выходящего из источника, отличается от спектра  $\gamma$ -излучения, определяемого схемой распада рассматриваемого нуклида. Поэтому уже сравнительно давно было введено понятие о точечном источнике  $\gamma$ -излучения [1], в котором процессами взаимодействия (поглощения и рассеяния)  $\gamma$ -излучения с веществом источника можно пренебречь. Такие точечные источники стали характеризовать мощностью экспозиционной дозы, создаваемой рассматриваемым источником на определенном расстоянии в расчете на единицу его активности. До введения единиц Международной системы (СИ) мощность экспозиционной дозы, создаваемой точечным источником активностью 1 мкюри на расстоянии 1 см или активностью 1 кюри на расстоянии 1 м обычно указывали в рентгенах в час ( $p/\text{ч}$ ).

Единицами измерения этой величины были:  $p/(\text{ч} \cdot \text{мкюри})$  или  $p/(\text{ч} \cdot \text{кюри})$ , которые являются хорошей дозиметрической характеристикой  $\gamma$ -излучающего нуклида.

В соответствии с законами распространения  $\gamma$ -излучения в воздухе мощность экспозиционной дозы  $P_R$  на любом расстоянии  $R$  от источника определяют, исходя из этой характеристики нуклида, а именно:

$$P_R = P_1 \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 A e^{-\mu(R-R_0)}, \quad (1)$$

где  $P_1$  — мощность экспозиционной дозы, создаваемой точечным источником на расстоянии  $R_0 = 1 \text{ см}$  в расчете на 1 мкюри его активности;

$A$  — активность источника в мкюри;

$\mu$  — линейный коэффициент ослабления в воздухе  $\gamma$ -излучения источника.



Формула (1) строго справедлива только для точечных источников. Для реальных источников в нее необходимо вводить ряд поправок: на самопоглощение, рассеяние  $\gamma$ -излучения и др. [2].

В рекомендациях Международной комиссии по радиологическим единицам и измерениям (МКРЕ) 1956 и 1959 гг. [3, 4] величине  $P_1$  дано название «удельный выход гамма-излучения».

К сожалению, эту величину сначала для точечных источников радия (заключенных в платиновую ампулу с толщиной стенок 0,5 мм), а затем и для всех других  $\gamma$ -излучающих радиоактивных источников стали называть «гамма-постоянной» или «удельной гамма-постоянной» [1, 5—8], указывая различные единицы ее измерения:  $p/(ч \cdot \text{мкюри} \cdot \text{см})$  [6, 7];  $p/c$  [8] и  $p \cdot \text{см}^2/(ч \cdot \text{мкюри})$  [9].

Во-первых, следует сказать, что мощность экспозиционной дозы, будучи удобной дозиметрической характеристикой  $\gamma$ -излучающего нуклида, не является в то же время постоянной этого нуклида. С изменением расстояния от точечного источника мощность экспозиционной дозы в рассматриваемой точке поля будет изменяться в соответствии с формулой (1). Так, если внешнее излучение нуклида характеризовать мощностью экспозиционной дозы, создаваемой им на расстоянии 1 см, и обозначать ее через  $\Gamma$  или  $P_1$ , то на расстоянии 1 м от нуклида мощность экспозиционной дозы его будет всего 0,0001  $\Gamma$  (для простоты рассуждений мы здесь пренебрегаем ослаблением  $\gamma$ -излучения на расстоянии 99 см).

Во-вторых, в соответствии со сказанным выше, единицами измерений  $\Gamma$  являются:  $p/(ч \cdot \text{мкюри})$  или  $p/(ч \cdot \text{кюри})$ . В связи с тем, что термин «гамма-постоянная» или «удельная гамма-постоянная» получил широкое распространение, а  $P_R$  не является постоянной величиной, МКРЕ в 1962 г., желая найти выход из этого затруднения, ввела понятие о новой физической величине, назвав ее «удельной гамма-постоянной» ( $\Gamma$ ) и определив следующим образом [10]:

$$\Gamma = \frac{PR^2}{A}, \quad (2)$$

где  $P$  — мощность экспозиционной дозы на расстоянии  $R$  от точечного источника  $\gamma$ -излучающего нуклида активностью  $A$ .

При  $R=1$  см,  $A=1$  мкюри

$$\Gamma = P_1,$$

если пренебречь рассеянием и поглощением  $\gamma$ -излучения в воздухе, т. е. если считать, что  $\mu=0$  и  $e^{-\mu(R-1)}=1$ .

В этом случае удельная  $\gamma$ -постоянная численно равна мощности экспозиционной дозы, создаваемой  $\gamma$ -излучающим нуклидом активностью 1 мкюри на расстоянии 1 см, и единицами для ее измерения следует считать  $p \cdot \text{см}^2/(ч \cdot \text{мкюри})$ .

На самом деле в реальных условиях  $e^{-\mu(R-1)}$  всегда меньше единицы, тем более, что ограничений к изменению  $R$  не указано, поэтому величина  $\Gamma$ , строго говоря, не является постоянной. Так, если исходить из формулы (2), мощность экспозиционной дозы  $P$  на любом расстоянии  $R$  от точечного источника будет

$$P = \frac{\Gamma A}{R^2}. \quad (3)$$

В реальных условиях значения  $P$ , подсчитанные по формулам (3) и (1), для некоторых нуклидов могут отличаться друг от друга при изменении  $R$  от 1 до 10 м на 1% и более. Для  $\text{Pu}^{170}$  эти различия могут дости-

гать 2% при расстоянии  $R=1$  м и 19% при расстоянии  $R=10$  м. Это значит, что так называемая «удельная гамма-постоянная»  $\Gamma$  в указанных пределах не является постоянной величиной. Она будет постоянной, если ее определить как

$$\Gamma = \frac{PR^2}{AB} e^{a(R-1)}, \quad (4)$$

где  $B$  — так называемый множитель возрастания.

Поэтому нам представляется целесообразным вернуться к старому определению этой дозиметрической характеристики  $\gamma$ -излучающих нуклидов, т. е. называть ее «удельный выход гамма-излучения» и обозначать  $P_1$ . Индекс «1» указывает, что это есть мощность экспозиционной дозы, создаваемой  $\gamma$ -излучением нуклида в расчете на единицу его активности — 1 расп/сек и на расстоянии от него 1 м. В связи с введенным международной системы единиц (СИ) выражение для  $P_1$  будет иметь вид:

$$P_1 = \frac{h\nu\eta(\tau + \sigma_\beta + \tau_\alpha)_m}{4\pi R_1^2 \epsilon}, \quad (5)$$

где  $h\nu$ ,  $\eta$  — энергия и число  $\gamma$ -квантов, соответственно, испускаемых в расчете на один распад ядра рассматриваемого нуклида;  $\tau$ ,  $\sigma_\beta$  и  $\tau_\alpha$  — массовые коэффициенты поглощения в воздухе: фотоэлектрического, комптоновского и за счет образования пар, соответственно;

$R_1$  — расстояние от источника, равное 1 м;

$\epsilon$  — энергетический эквивалент единицы экспозиционной дозы ( $\kappa/\text{кг}$ ), равный 33,8 Дж/кг.

Единицами измерения  $P_1$  будет  $\kappa/(\text{кг} \cdot \text{расп})$ . Значение  $P_1$  определяется схемой распада рассматриваемого нуклида и энергией квантов испускаемого  $\gamma$ -излучения. Как известно [8, 11], различают дифференциальные и полную мощность экспозиционной дозы  $P_1$ , созданные  $\gamma$ -излучающим нуклидом.

Дифференциальная мощность экспозиционной дозы относится к определенной моноэнергетической линии  $\gamma$ -спектра нуклида, полная мощность равна сумме дифференциальных мощностей экспозиционных доз

$$P_1 = \sum_{l=1}^{l=n} P_{1,l}$$

Суммирование ведется по числу линий в спектре  $\gamma$ -излучающего нуклида.

В таблице приведены значения  $P_1$  в единицах СИ для наиболее широко применяемых в дозиметрии  $\gamma$ -излучающих нуклидов. Переход от  $P_1$  (на расстоянии 1 м), выраженных в единицах  $\rho/(\text{ч} \cdot \text{кюри})$ , к значению  $P_1$  в единицах СИ производится по формуле

$$P_1[\rho/(\text{ч} \cdot \text{кюри})] = P_1 \frac{2,58 \cdot 10^{-4}}{3600 \cdot 3,7 \cdot 10^{10}} = 1,937 P_1 \cdot 10^{-18} \kappa/(\text{кг} \cdot \text{расп}), \text{ так}$$

как  $1 \rho = 2,58 \cdot 10^{-4} \kappa/\text{кг}$ ,  $1 \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/сек}$ .

Нуклид	Мощность экспозиционной дозы $P_1$ , создаваемой точечным источником на расстоянии 1 м	
	$P_1 \cdot 10^{18}$ $\kappa/(\text{кг} \cdot \text{расп})$	$\rho/(\text{ч} \cdot \text{кюри})$
Na <sup>24</sup>	3,58	1,85
Co <sup>60</sup>	2,50	1,29
J <sup>131</sup> *	0,413	0,213
Cs <sup>137</sup> *	0,595	0,307
Tu <sup>170</sup> *	0,00190	0,00098
Ir <sup>192</sup> *	0,891	0,460
Au <sup>198</sup> *	0,442	0,228
Ra <sup>226</sup>	1,60	0,825

\* Введена поправка на ослабление слоев воздуха нормальной плотности и толщиной 1 м.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Егер Р. Дозиметрия и защита от излучения. М., Госатомиздат, 1961, стр. 59.
2. Юдин М. Ф. Методы и аппаратура для градуировки дозиметрических приборов М.—Л., Стандартгиз, 1962, стр. 94—95.
3. Report ICRU, 1956, NBS, Handbook, v. 62, 1957, p. 6.
4. Report ICRU, 1959, NBS, Handbook, v. 78, 1962, p. 2.
5. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехиздат, 1950, стр. 216.
6. Гусев Н. Г. Справочник по радиоактивным излучениям и защите. М., Медгиз, 1956, стр. 82.
7. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехиздат, 1957, стр. 103, 280—281.
8. Гусев Н. Г. и др. Гамма-излучение радиоактивных изотопов и продуктов деления. М.—Л., Физматгиз, 1958, стр. 17—18.
9. Гусев Н. Г. и др. Радиоактивные изотопы как гамма-источатели. М., Атомиздат, 1964, стр. 18.
10. Report ICRU, 1962, Handbook, v. 84, 1962, p. 8.
11. Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1965, стр. 38.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

### III. НЕЙТРОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

УДК 539.125.5.08

В. И. ФОМИНЫХ  
ВНИИМ

#### СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ МЕТОДОВ АБСОЛЮТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ИСТОЧНИКОМ

(Обзор)

*Систематизированы методы абсолютного измерения числа испускаемых источником нейтронов и приводятся результаты эталонирования нейтронных источников, полученные описываемыми методами. Кратко рассмотрены основные преимущества и недостатки каждой группы методов с точки зрения выполнения абсолютных измерений с наивысшей точностью.*

Для осуществления работ, связанных с исследованиями в области нейтронных измерений, разработкой и градуировкой различного рода измерительных и контрольных устройств, необходимо иметь возможность создавать с помощью эталонных источников эталонные нейтронные потоки. Число нейтронов, испускаемых этими источниками, должно быть измерено с высокой точностью.

Анализ нейтронных источников различных типов, наиболее полно удовлетворяющих метрологическим требованиям, предъявляемым к эталонным нейтронным источникам [1, 2], показал, что из всех известных в настоящее время источников для использования в качестве эталона нейтронного излучения в области быстрых нейтронов наиболее перспективными следует считать источники, приведенные в табл. 1. Поэтому предме-

Таблица 1

Источники	$\bar{E}_n, \text{Мэв}$	$E_{\text{плэк}}, \text{Мэв}$	Удельный выход нейтронов
Спонтанного деления $\text{Cm}^{244}$ или $\text{Pu}^{240}$	$\sim 1,9$	$\sim 9$	$\sim 1,09 \cdot 10^7$ нейтр/(сек·г) для $\text{Cm}^{244}$ $1,02 \cdot 10^8$ нейтр/(сек·г) для $\text{Pu}^{240}$
Ra—Be( $\gamma, n$ )	$\sim 0,3$	$\sim 0,75$	$1,26 \cdot 10^6$ нейтр/(сек·кюри)
Am—Be( $\alpha, n$ )	$\sim 4,4$	$\sim 12$	$1,3 \cdot 10^6$ нейтр/(сек·кюри)
Ra—Be( $\alpha, n$ )	$\sim 3,6$	$\sim 13$	$1,5 \cdot 10^7$ нейтр/(сек·кюри)
Использующие реакцию $T(d, n)\text{He}^4$	$10 \div 20$	—	$10^8$ нейтр/(сек·мкк) (для тонкой мишени)

том настоящего обзора является рассмотрение различных методов абсолютных измерений числа нейтронов, испускаемых данными источниками, с точки зрения получения наивысшей точности. Разработка и усовер-



шенствование этих методов измерения, стандартизация их и создание соответствующих эталонов, представляют большой метрологический и практический интерес, и им уделяется особое внимание как в СССР, так и за рубежом.

Из обзоров, посвященных абсолютным методам измерений, следует прежде всего отметить работы, выполненные в СССР М. А. Баком, К. А. Петржаком и Ю. Ф. Романовым в 1956 г. [3], В. М. Безотосным и Ю. С. Замятиным в 1957 г. [4]; в Англии — Литтлером в 1957 г. [5], Ричмондом в 1958 г. [6], Алленом в 1960 г. [7] и Акстоном в 1961 г. [8]; в Италии — Джерманьоли в 1959 г. [9]; в Швеции — Ларссоном в 1958 г. [10]; в Швейцарии — Геллудом в 1956 г. [11] и др.

За последние годы в разных странах было проведено много работ, посвященных разработке новых и усовершенствованию известных ранее методов абсолютных измерений числа нейтронов, испускаемых источниками.

Известные в настоящее время абсолютные методы можно объединить в следующие большие группы:

- 1) методы, основанные на регистрации протонов отдачи;
- 2) методы интегрирования плотности потока тепловых нейтронов, образующихся в результате замедления быстрых нейтронов источника, помещенного в замедлитель;
- 3) методы сопутствующих частиц;
- 4) методы, связанные с использованием ядерного реактора.

#### Методы, основанные на регистрации протонов отдачи

Эталонные источники, как правило, имеют широкий энергетический спектр нейтронов, поэтому трудно точно измерить поток быстрых нейтронов непосредственно методом ядер отдачи, возникающих при упругом рассеянии этих нейтронов в водородосодержащих веществах [12, 13]. В то же время все другие возможные методы измерения потока быстрых нейтронов приводят к большой погрешности, обусловленной зависимостью эффективности регистрации детекторов от энергии нейтронов. Указанное ограничение особенно существенно для Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источника, имеющего максимальную энергию нейтронов 13 Мэв и спектр которого недостаточно хорошо изучен в области малых энергий. Необходимо отметить, что методика регистрации протонов отдачи, особенно при наличии как большого  $\gamma$ -фона радия, так и продуктов его распада, принципиально не позволяет измерить мягкую часть нейтронного спектра. Существует другое важное ограничение — это неопределенность дифференциального и полного сечений  $n-p$ -рассеяния. Соответствующая погрешность полного сечения в диапазоне от тепловых энергий до 14 Мэв [14, 15] составляет около 0,5%. Кроме того, погрешность измерения потока в большой степени зависит от условий эксперимента. Например, она наибольшая при использовании телескопической системы и значительно меньше в случае, когда регистрируются все протоны отдачи, т. е. используется полное сечение  $n-p$ -рассеяния, которое известно более точно. Помимо этого, основной вклад в погрешность (при абсолютных измерениях при энергиях 10 Мэв и более) вносит отклонение углового распределения  $n-p$ -рассеяния от изотропного распределения.

Наиболее точные результаты абсолютных измерений потока быстрых нейтронов (с погрешностью 2—3%) получены методом протонов отдачи (и то для частного случая относительно узкого диапазона энергии нейтронов). При этом применяют различного рода телескопические системы, подобные системе, предложенной Бэймом [16]. Во всех остальных

случаях (методы протонов отдачи с использованием как фотоэмульсий, так и различных органических счетчиков и др.) погрешности измерений составляют от 5 до 10%.

Все это позволяет сделать вывод, что данная группа методов не может обеспечить высокую точность абсолютных измерений выхода нейтронов для выбранных нами нейтронных источников.

**Методы интегрирования плотности потока тепловых нейтронов, образующихся в результате замедления быстрых нейтронов источника, помещенного в замедлитель**

Эта группа абсолютных методов включает наиболее распространенные способы замедления быстрых нейтронов до тепловых энергий с последующим измерением плотности потока тепловых нейтронов. Источник помещают в центре замедлителя большой массы, в качестве которого часто используют воду или водные растворы  $MnSO_4$ ,  $KMnO_4$ ,  $H_2BO_3$ , графит, парафиновое масло и др. Емкость с замедлителем, имеющая, как правило, форму сферы или правильного цилиндра, должна быть относительно больших размеров, чтобы обеспечить замедление нейтронов всех энергий и уменьшить погрешность, связанную с утечкой их.

Принцип этого метода был выдвинут Амальди и Ферми еще в 1936 г. [17]. Пусть  $Q$  — число нейтронов, испускаемых источником в 1 сек. Тогда

$$Q = \int_V C(x, y, z) \cdot dV = n \int \int I(x, y, z) \sigma(E) \cdot dE \cdot dV, \quad (1)$$

где  $C(x, y, z)$  — число нейтронов, захватываемых замедлителем в единице объема  $V$  за 1 сек;

$n$  — число ядер в единице объема;

$I(x, y, z)$  — плотность потока нейтронов с энергией  $E$  в точке с координатами  $(x, y, z)$ ;

$\sigma(E)$  — сечение захвата нейтронов с энергией  $E$ .

Числовое значение интеграла в выражении (1) может быть получено двумя путями: «геометрическим» и «физическим» интегрированием.

**«Геометрическое» интегрирование.** Если поместить в точку с координатами  $(x, y, z)$  детектор нейтронов, обладающий сечением  $\sigma'(E)$  захвата нейтронов с энергией  $E$ , то число нейтронов  $C'(x, y, z)$ , захваченных таким детектором в единице объема и за единицу времени, будет [3]

$$C'(x, y, z) = n' \int_E I(x, y, z, E) \sigma'(E) \cdot dE, \quad (2)$$

где  $n'$  — число ядер, поглощающих нейтроны с энергией  $E$  в единице объема детектора.

При отсутствии детектора число нейтронов, поглощаемых в замедлителе будет

$$C(x, y, z) = n \int I(x, y, z, E) \sigma(E) \cdot dE. \quad (3)$$

Для определения значения  $C(x, y, z)$  по результатам измерения величины  $C'(x, y, z)$  необходимо также знать спектр нейтронов и характер изменения  $\sigma$  и  $\sigma'$  в зависимости от энергии. Однако, как показал опыт, в замедлителе нейтроны в основном ( $\sim 99\%$ ) захватываются при тепловых энергиях, а в этой области энергий, как известно, сечение захвата для большинства элементов изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов. Поэтому

$$\sigma = \sigma_0 \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

где  $\sigma_0$  — сечение захвата нейтронов с энергией  $E_0$  (обычно  $E_0 = 0,025$  эв).

Тогда

$$C(x, y, z) = n \sigma_0 E_0^{1/2} \int I(x, y, z, E) E^{-1/2} \cdot dE. \quad (5)$$

Если сечение захвата нейтронов в используемом детекторе также изменяется по закону  $1/v$ , то

$$C'(x, y, z) = n' \sigma_0' E_0^{1/2} \int I(x, y, z, E) E^{-1/2} \cdot dE, \quad (6)$$

откуда следует, что

$$C = C' \frac{n}{n'} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_0'}, \quad (7)$$

или

$$Q = \frac{n}{n'} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_0'} \int_V C'(x, y, z) \cdot dV. \quad (8)$$

Для случая источника со сферически симметричным угловым распределением нейтронов формулу (8) можно переписать в виде

$$Q = 4\pi \frac{n}{n'} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_0'} \int_0^\infty C'(r) r^2 \cdot dr. \quad (9)$$

Здесь  $r$  — расстояние от источника до детектора.

Практически при измерениях обычно используют в качестве детекторов нейтронов малогабаритные борные детекторы или фольги из In, Mn или Au. С их помощью измеряют пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов (проводят два цикла измерений — с кадмиевым экраном и без него) в радиальном направлении, а затем на основании полученных данных вычисляют интеграл в выражении (9).

В случае применения жидкого замедлителя интегрирование можно выполнить «механически», перемещая держатель с детектором таким образом, чтобы конечная активность, наведенная в фольге, была пропорциональна числовому значению интеграла.

Часто для вычисления абсолютного значения выхода нейтронов источника удобнее производить более простые относительные измерения пространственного распределения плотности тепловых нейтронов в замедлителе любым детектором, а затем полученные результаты в одной или нескольких точках привязывать к абсолютным измерениям. Для этого используют активационные методы измерений, которые позволяют получить наиболее точные результаты.

Необходимо отметить, что с развитием за последние годы более совершенных технических средств измерений и созданием на их основе прецизионных абсолютных измерений активности (метод  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений [18, 19], метод  $4\pi\beta$ -счетчика [20] и др.), а также применением спектрметрических методов исследования, появилась возможность повысить чувствительность методов абсолютных нейтронных измерений, особенно в той их части, которая касается активационного анализа. В такого рода измерениях обычно используют фольги In, Mn, Au, которые облучают на одном или нескольких расстояниях от источника, после чего измеряют наведенную активность их одним из абсолютных методов [19]. При этом наибольшую точность дают методы  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений или  $4\pi\beta$ -счета.

Формулу (9) можно переписать в виде

$$Q = 4\pi \frac{n}{n'} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_0'} F \int_0^\infty C'(r) r^2 \cdot dr, \quad (10)$$

где  $F$  — отношение удельной активности элемента в фольге, используемой для абсолютных измерений, к числу отсчетов детектора на одном и том же расстоянии от источника.

Следует подчеркнуть, что все интегральные методы требуют знания эффективных сечений, а точнее — отношения сечений захвата тепловых нейтронов детектором и замедлителем (9). Это обстоятельство является известным недостатком рассматриваемой группы методов. Однако развитие современных методов точного измерения поперечных сечений (в первую очередь это относится к импульсным методам исследования, которые позволяют получить более полную информацию относительно диффузионных параметров тепловых нейтронов [21] и более точные значения поперечных сечений активации [22, 23], а также к методу измерений сечений по времени пролета [24]) дало возможность разработать на основе интегральных методов прецизионные методы абсолютных нейтронных измерений.

Числовые значения сечений поглощения тепловых нейтронов для наиболее часто используемых элементов приведены в табл. 2.

С другой стороны, зависимость результатов абсолютных измерений от величины эффективных сечений можно исключить, если замедлитель и детектор (например, водный раствор  $H_3BO_3$  и  $BF_3$ -детектор [28], водный раствор  $MnSO_4$  и  $Mn$  фольги и пр.) будет содержать одинаковый поглощающий элемент.

Окончательное значение выхода нейтронов будет получено после учета следующих поправок:

1) на поглощение нейтронов в детекторе и кадмиевом экране;

2) на возмущение плотности потока тепловых нейтронов, обусловленное наличием фольги в замедлителе;

3) на поглощение нейтронов ядрами замедлителя в процессе замедления.

Эта поправка важна при использовании водородосодержащих замедлителей и источников, у которых энергия нейтронов в спектре более 4 Мэв (источники спонтанного деления,  $Am-Be$  ( $\alpha, n$ )-,  $Ra-Be$  ( $\alpha, n$ )-);

4) на резонансное поглощение нейтронов детектором и замедлителем;

5) на утечку нейтронов за пределы замедлителя;

6) на поглощение тепловых нейтронов в самом источнике и его креплении.

Существует много разновидностей метода «геометрического» интегрирования [28—31]. Наиболее точные результаты измерения выхода нейтронов, характеризующиеся погрешностью около 1,5%, можно получить при использовании бака с дистиллированной водой и применении борных, марганцевых или индиевых детекторов для измерения пространственного распределения плотности тепловых нейтронов в замедлителе. Кроме того, необходимы дополнительные измерения с использованием золотых фольг и последующие абсолютные измерения наведенной активности  $Au^{197}$  методом  $4\pi\beta\gamma$ -совпадений.

Необходимо отметить, что интегральный метод измерения с использованием раствора борной кислоты и борных детекторов [28] является менее точным, так как изотопное содержание бора в замедлителе и де-

Таблица 2

Элемент	Сечение поглощения тепловых нейтронов, барн	Литература
H	$0,332 \pm 0,002$	[23]
$Mn^{55}$	$13,22 \pm 0,08$	[25]
$Au^{197}$	$98,8 \pm 0,2$	[25, 26]
$In^{115}$ (54 мин)	$160 \pm 2$	[27]
$B^{10}$	$3838 \pm 7$	[24]



текторе может изменяться, а сечение поглощения тепловых нейтронов бором зависит от содержания изотопа  $B^{10}$ .

**«Физическое» интегрирование.** Кроме указанного выше метода, вообще говоря, существует другой метод интегрирования уравнения (9). В этом методе полную скорость захвата нейтронов в детекторе измеряют после тщательного перемешивания («физического» интегрирования) по всему объему замедлителя и вещества детектора. Для этих целей обычно применяют системы водных растворов сернистого марганца [32—35], перманганата калия [36—38] или йодистого этила [39]. Известно несколько разновидностей методов измерений выхода нейтронов; из них выделим следующие:

1. Источник выдерживают в растворе  $MnSO_4$  в течение 14—18 ч, после чего раствор тщательно перемешивают и измеряют усредненную наведенную активность марганца.

Для этой цели можно использовать счетчики Гейгера—Мюллера [30—34] или более чувствительные сцинтилляционные  $\gamma$ -детекторы [32, 35], которые предварительно градуируют абсолютным методом  $4\beta$ - $\gamma$ -совпадений или  $4\beta$ -счета.

В данном методе, как и во всех других методах «физического» интегрирования, вводят основные поправки, которые отмечены при рассмотрении метода «механического» интегрирования (за исключением поправок, связанных с измерением пространственного распределения плотности тепловых нейтронов в замедлителе, с депрессией потока и самоэкранированием в фольге). Этот метод — один из наиболее точных. Детальный анализ погрешностей метода показывает, что в принципе нет экспериментальных ограничений для измерения нейтронов выхода Ra—Be ( $\gamma, n$ )-эталоны с погрешностью менее 0,5% (при этом предполагается, что для градуировки счетчика использован абсолютный метод  $4\beta$ - $\gamma$ -совпадений).

Можно отметить вариант этого метода, при котором наведенную активность измеряют при различных концентрациях раствора  $MnSO_4$  [40—41]. Остальные операции (измерение наведенной усредненной активности  $Mn^{56}$  градуированным погружаемым счетчиком и пр.) аналогичны описанному выше. Важно, что этот вариант позволяет свести до минимума зависимость результатов измерений от величины используемых сечений  $\sigma_m, \sigma_n$ , а значит и повысить точность абсолютных измерений. При этом соответствующая погрешность для Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источника может составлять, по-видимому, менее 0,8%.

Погрешность, обусловленную сечениями, можно уменьшить и иным путем, измеряя выход нейтронов Sb—Be ( $\gamma, n$ )-источника, помещенного в раствор  $MnSO_4$  в  $D_2O$ , а затем сравнивая его с выходом нейтронов эталонного Ra—Be ( $\gamma, n$ )-источника в баке с обычным водным раствором  $MnSO_4$  [42, 43].

Этот точный метод неудобен тем, что для его осуществления необходимо располагать большим количеством дорогостоящей тяжелой воды. Погрешность метода в настоящее время равна 1% для Ra—Be ( $\gamma, n$ )-источника. Однако исследования показали [44], что если несколько усовершенствовать методику абсолютных измерений в баке с  $MnSO_4$  и большим количеством тяжелой воды, можно довольно точно осуществить абсолютные измерения числа нейтронов, испускаемых Ra—Be ( $\gamma, n$ )-источником, причем все погрешности (в том числе и обусловленные неопределенностью величины поперечных сечений) вместе взятые будут меньше погрешности абсолютных измерений удельной активности  $Mn^{56}$ . В связи с этим необходимо отметить, что в зависимости от измеряемой активности и характеристик измерительной установки [45] погрешность

при эталонировании  $Mn^{56}$  методом  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений в лучшем случае может составлять 0,2—0,5%.

Можно отметить еще один метод исключения зависимости результатов абсолютных измерений от неопределенности величины сечений. В этом методе выполняют два цикла измерений — один в баке с раствором  $MnSO_4$ , а другой в том же растворе, но с поглотителем: обычно используют порошкообразное золото или марганец [8, 46]. Выход нейтронов рассчитывают затем на основании данных этих двух измерений активности раствора и измерения активности поглотителя методом совпадений. Погрешность метода для  $Ra\text{--}Be(\gamma, n)$  источника около 2%.

2. Источник выдерживают в растворе  $KMnO_4$ . В результате реакции Сцилларда — Чалмерса образуется двуокись марганца, которую затем отфильтровывают. Активность осадка измеряют градуированным счетчиком Гейгера — Мюллера [37] или сцинтилляционным счетчиком. К сожалению, химические операции, связанные с выделением  $MnO_2$ , не позволяют получить хорошую воспроизводимость результатов измерений. Кроме того, как показали Эрбер и др. [38], данный метод весьма критичен к условиям эксперимента: он зависит от pH среды, температурного режима, качества используемых фильтров и пр.

Таким образом, метод хотя и отличается высокой чувствительностью, так как дает возможность сконцентрировать почти всю активность раствора (коэффициент обогащения в процессе Сцилларда — Чалмерса может достигать  $10^4$  и более), но отмеченные выше недостатки не позволяют развить его в прецизионный. Лучшие измерения выполнены этим методом для  $Ra\text{--}Be(\alpha, n)$ -источника с погрешностью около 6% [36].

3. Вместо раствора  $KMnO_4$  можно использовать раствор соли йода в воде. После облучения раствор также перемешивают, после чего активное иодистое серебро выделяют химически для последующего измерения активности  $J^{128}$ . Вследствие применения химических операций, связанных с выделением иодистого серебра, данный метод обладает недостатками, присущими методу с применением раствора  $KMnO_4$ .

В заключение следует отметить, что рассматриваемые методы «физического» интегрирования с использованием раствора  $MnSO_4$  в той или иной модификации позволяют получить достаточно точные результаты, особенно при эталонировании  $Ra\text{--}Be(\gamma, n)$ -источника, для которого нет поправок, связанных с поглощением быстрых нейтронов в замедлителе.

Повышение точности абсолютных измерений числа нейтронов, испускаемых источником, методом «физического» интегрирования в растворе  $MnSO_4$  стало возможным лишь благодаря применению более точной методики для абсолютной градуировки  $\gamma$ -детектора — метода  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений. Этому способствовало также повышение чувствительности  $\gamma$ -детекторов и усовершенствование техники измерения числа импульсов (использование плато в сцинтилляционных счетчиках с кристаллом  $NaJ$  [47], выделение и измерение активности  $Mn^{56}$  в узком энергетическом диапазоне — вблизи  $0,85\text{ Мэв}$  [35, 43, 48], а также применение для измерения скорости счета в марганцевом баке метода совпадений  $\gamma$ -квантов с энергиями  $0,85$  и  $1,8\text{ Мэв}$  [49]).

Таким образом, наиболее перспективным из всех методов интегрирования следует считать метод «физического» интегрирования в растворе  $MnSO_4$ .

#### Методы сопутствующих частиц

Методы сопутствующих частиц объединяют большую группу, позволяющую производить абсолютные измерения выхода нейтронов приме-

нительно к некоторым источникам специальной конструкции без использования каких-либо констант. Известно, что почти любая ядерная реакция, связанная с получением нейтронов, сопровождается появлением заряженных частиц, сопутствующих образованию нейтронов или связанных с распадом ядра-продукта. Во всех этих случаях необходимы абсолютные измерения числа образующихся заряженных частиц.

1. Первая группа методов сопутствующих частиц основана на использовании ядерных реакций:  $\text{Li}(p, n)\text{He}^4$ ;  $\text{T}(p, n)\text{He}^3$ ;  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ ;  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ ;  $\text{D}(\gamma, n)\text{H}$  [50]. В этих реакциях заряженные частицы, которые являются ядром-продуктом реакции, возникают практически одновременно с вылетом каждого нейтрона. Поток нейтронов можно вычислить на основании абсолютных измерений числа заряженных частиц. Кроме этого, для точных измерений необходимо располагать данными об угловом и энергетическом распределении продуктов реакции.

Наиболее часто для абсолютных измерений используют реакции  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$  [51—56],  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  [51, 57],  $\text{D}(\gamma, n)\text{H}$  [4, 58—60].

Как следует из работ [52, 55, 56]:

- 1) небольшая энергия ускоренных частиц  $E_d \sim 100$  кэв;
- 2) относительно небольшой выход нейтронов  $10^5$ — $10^6$  нейтр/сек;
- 3) малый и точно известный телесный угол регистрации сопутствующих частиц;
- 4) использование специальных мишеней;
- 5) 100%-ая эффективность регистрации счетчиком сопутствующих частиц и минимальная эффективность регистрации частиц другого типа;
- 6) контроль изотропности углового распределения,

являются необходимыми условиями для измерения потока нейтронов методом сопутствующих частиц в реакции  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$  с погрешностью 0,6—1%.

Следует иметь в виду, что использование реакции  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$  для прецизионных измерений числа нейтронов, испускаемых источником, основано на предположении, что в системе центра масс угловое распределение изотропно, по крайней мере до  $E_d \sim 500$  кэв. Однако, как показано в работе [56], экспериментальная проверка и контроль изотропности желательны всегда, особенно, если речь идет об измерениях высокой точности.

Все сказанное в равной степени относится к реакции  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ ; выход нейтронов в ней практически удобнее измерять, регистрируя число испускаемых протонов в конкурирующей реакции  $\text{D}(d, p)\text{T}$ , которая идет примерно с одинаковой вероятностью. Коэффициенты анизотропии для реакций  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ ,  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  при различных энергиях дейтронов приведены в работе [56]. В случае реакции  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  существует дополнительная погрешность, связанная с большей асимметрией углового распределения нейтронов по сравнению с реакцией  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ .

Перспективным в развитии данной группы методов является использование методики совпадений (нейтрон — заряженная частица) с применением для регистрации заряженных частиц полупроводниковых детекторов.

В 1948 г. К. А. Петржак разработал метод абсолютных измерений выхода нейтронных источников, основанный на абсолютном измерении числа протонов, возникающих при фоторасщеплении дейтерия [58]. Аналогичный метод разрабатывали Марин в Оксфорде [59, 60], Совебри и Колвин в Харуэлле [4].

Нейтронный источник, описанный в работах [58—60], представляет собой специальную тонкостенную никелевую или алюминиевую сферу.

наполненную тяжелой водой, в центре которой помещается  $RdTh$ -источник  $\gamma$ -квантов.

Для абсолютного определения числа нейтронов, испускаемых таким источником, в отдельном эксперименте проводят абсолютные измерения числа фотопротонов, сопутствующих образованию нейтронов. Для этого  $\gamma$ -источник помещают в ионизационную камеру, изготовленную в виде сферы таких же геометрических размеров, что и нейтронный источник, но наполненную газообразным дейтерием. Рассчитать выход нейтронов можно при условии, если точно известно соотношение между количеством атомов дейтерия в газе и жидкости.

С точки зрения реализации эксперимента наибольшие трудности представляют:

- 1) абсолютный счет числа фотопротонов;
- 2) воспроизведение геометрических условий опыта;
- 3) учет фона нейтронов  $\gamma$ -источника;
- 4) измерение, контроль и осуществление постоянства отношения атомов в тяжелой воде и дейтерии.

Наиболее точные измерения этим методом выхода нейтронов источников  $RdTh-D_2O$  ( $\gamma, n$ ) специальной конструкции выполнены с погрешностью 1%.

Некоторая модификация данного метода использована в установке для абсолютных измерений [4], состоящей из камеры высокого давления, наполненной дейтерием, и системы борных счетчиков, расположенных в графитовом замедлителе. В эксперименте измеряют число совпадений между протонами и нейтронами, что позволяет определить абсолютную эффективность системы и ее зависимость от энергии нейтронов.

2. Вторая группа методов сопутствующих частиц основана на определении количества гелия, образующегося в результате захвата нейтронов в растворе борной кислоты по реакции  $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ , или при фоторасщеплении бериллия в реакции  $Be^9(\gamma, n)2He^4$ .

Метод с использованием раствора борной кислоты развивали Зейд и Гаррис [61]. Их методика абсолютных измерений отличается сложностью и большим числом операций, так как количество образующегося при захвате нейтронов гелия недостаточно для точных прямых измерений. Правда, при применении современных химических методов анализа, по-видимому, возможно абсолютно измерять выход нейтронов с лучшей точностью, чем у Зейда и Гарриса, однако такие работы пока еще не выполнены.

Аналогичная проблема измерения малых количеств гелия возникает при фоторасщеплении бериллия в  $Ra-Be(\gamma, n)$ -источниках. Для абсолютных измерений выхода нейтронов в этом случае необходимо разрушить бериллиевую сферу, что связано с выделением и измерением всего гелия, накопившегося за известный период облучения. При тщательном осуществлении данного метода с  $Ra-Be(\gamma, n)$ -источником, имеющим выход  $10^5$  нейтр/сек ( $\sim 100$  мг  $Ra$ ) и в котором за год непрерывного облучения накапливается всего  $6 \cdot 10^{12}$  атомов гелия, по-видимому, измерения можно выполнить с погрешностью  $\sim 1\%$  [62].

3. Третья группа абсолютных методов основана на измерении активности радиоактивного изотопа, образующегося в результате реакции, используемой для получения нейтронов (возможные реакции:  $F^{19}(\alpha, n)Na^{22}$ ,  $B^{10}(\alpha, n)N^{13}$ ,  $V^{51}(p, n)Cr^{51}$ ,  $Li^7(p, n)Be^7$ ).

В работе [63] Гейгер использовал реакцию  $F^{19}(\alpha, n)Na^{22}$  для абсолютного измерения выхода  $Po-F(\alpha, n)$ -нейтронного источника. В данной реакции образуется ядро  $Na^{22}$ , распад которого происходит как путем излучения позитронов, так и путем электронного захвата (период полу-



распада  $\sim 2,6$  года). Выход нейтронов вычисляют по нарастанию активности внутри запаянного источника на основании абсолютных измерений активности  $\text{Na}^{22}$  по  $\gamma$ -излучению, обусловленному только аннигиляцией позитронов, которые регистрировали методом совпадений. Погрешность метода составляет около 2%, что в большей степени обусловлено невозможностью проведения абсолютных измерений  $\text{Na}^{22}$  в запаянном источнике прямым способом.

4. Четвертая группа абсолютных методов основана на измерении числа совпадений: а) образующихся нейтронов и  $\gamma$ -квантов, излучаемых ядром  $\text{C}^{12}$ , находящимся в возбужденном состоянии (реакция  $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ ); б) нейтронов деления и  $\alpha$ -частиц; в) осколков деления и  $\alpha$ -частиц.

Методы «б» и «в» можно применять для эталонирования источников спонтанного деления (см. табл. 3).

\*Таблица 3

Страна	Лаборатория и обозначение источника	Тип эталонного источника	Дата установления эталона	Абсолютный выход $Q \cdot 10^6$ нейтронов/сек
Англия	Нац. физ. лаб., NPL-3B	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1959, июль	0,1626
	Теддингтон NPL-2C	Ra—Be( $\alpha, n$ )	То же	0,1675
	Оксфорд	Rd—Th-D <sub>2</sub> O( $\gamma, n$ )	1955, январь	0,0621
	Олдермастон	Pu <sup>240</sup> (24%) Спонтанное деление	1962	0,0662
Харуэла		Ra—Be( $\alpha, n$ ) Pu <sup>240</sup> (8%)	1951, март 1958	9,04 (1956 г.) 0,0203
		Спонтанное деление		
Бельгия	Юнион. Мишер, Брюссель	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1952, декабрь	7,88
ФРГ	ПТБ, Брауншвейг,	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1958, август	1,95
	Мюнхен	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1957, октябрь	1,49
	Фрейбург	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1955, апрель	0,753
Италия	ФИАТ	Ra—Be( $\gamma, n$ )	1960	0,311
	Милан	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1959	7,73, сентябрь 1960 г.
Израиль	Исследовательский институт	Pu <sup>239</sup> —Be( $\alpha, n$ )	1963, май	8,79
Канада	Нац. исслед. совет, Оттава N-118	Am—Be( $\alpha, n$ )	1964, июль	1,705 июль 1964 г.
	NRC-200-1	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1958, июль	3,245 июль 1964 г.

Страна	Лаборатория и обозначение источника	Тип эталонного источника	Дата установления эталона	Абсолютный выход $Q \cdot 10^6$ нейтронов
Румыния	Институт атомной физики	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1962	6,55
СССР	ВНИИМ, Ленинград ЭН-100	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1963	1,04, январь 1963 г.
	РА-21-4	Ra—Be( $\gamma, n$ )	1964	0,290
	Н-23	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1951	4,53 1956 г.
	Н-22	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1951, июнь	5,96
	Н-29 Н-26	Ra—Be( $\gamma, n$ ) Ra—Be( $\alpha, n$ )	1951 1952, март	0,374 0,486
США	Нац. бюро эталонов НБС-1	Ra—Be( $\gamma, n$ )	1955	1,257 на июнь 1961
	НБС-2	Ra—Be( $\gamma, n$ )	1955	1,181
	Лос-Аламос 44 Аргоны 38	Ra—Be( $\alpha, n$ ) Ra—Be( $\alpha, n$ )	1944, август 1944, октябрь	6,068 5,5
Франция	Сакле	Ra—Be( $\alpha, n$ )		5,44
	Париж 37	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1950, октябрь	5,43
Швеция	Стокгольм	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1954, октябрь	2,65
Швейцария	Базель-Б-2	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1955, апрель	1,524
		Ra—Be( $\gamma, n$ )	То же	0,405
	Лозанна-2	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1954, март	0,717 на апрель 1955
Япония	Электротехническая лаборатория, Токио	Ra—Be( $\alpha, n$ )	1958	14,72 1962

Метод ( $n, \gamma$ )-совпадений в применении к абсолютным измерениям выхода нейтронных источников, имеющих малоинтенсивное сопутствующее  $\gamma$ -излучение, рассмотрен в статье Ю. В. Иванова (см. стр. 124) и в работе [64], из которых можно сделать вывод, что при современном развитии экспериментальной техники измерения этим методом вряд ли можно сделать с погрешностью менее 5—6% (в настоящее время она составляет  $\sim 15\%$ ). Это прежде всего связано с нашими ограниченными данными относительно интенсивностей отдельных ветвей в схеме распада ядра  $C^{12}$ .

## Методы, основанные на использовании ядерного реактора

Известны два метода использования ядерного реактора для абсолютных измерений выхода нейтронных источников.

Таблица 4

Погрешность измерения, %	Метод калибровки источника	Литература
0,25 0,30	Бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ То же	[69, 81]
1,6	Счет сопутствующих частиц в реакции $D(\gamma, n)H$ , бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ , счет протонов отдачи	[3—5]
1,5	Сравнение с выходом нейтронов в реакции $T(d, n)He^3$ в баке с парафиновым маслом	[55]
1,6 1,5	Аналогичный оксфордскому Сравнения с различными $(\gamma, n)$ - и $(\alpha, n)$ -источниками	[9, 67, 67] [4, 68]
2,0	Бак с $H_2O$ , абсолютное измерение активности золота методом $\beta$ - $\gamma$ -совпадений	[70]
2,0	Абсолютное измерение активности золота	[30, 79]
1,5	Бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$	[71]
3,5	Парафиновый бак с диспрозиевыми фольгами	[72]
2,3	Метод дополнительного поглотителя в растворе $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности золота методом $\beta$ - $\gamma$ -совпадений	[46]
3,5	Бак с $H_2O$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$	[73]
1,7	Бак с раствором $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ методом $4\beta$ -счетчика	[80]
+1,0 -0,8  +1,0 -0,8	Бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ методом $4\beta$ - $\gamma$ -совпадений То же	[34, 35, 79]
4,0	Бак с $H_2O$ , абсолютное измерение активности золота методом $\beta$ - $\gamma$ -совпадений	[76]
1,1  1,2	Сравнение с выходом нейтронов в реакции $T(d, n)He^4$ , бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ методом $4\beta$ -счетчика Бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ методом $4\beta$ -счетчика*	[74, 75]

\* См. стр. 103.

Погрешность измерения, %	Метод калибровки источника	Литература
5,5	Использование дополнительного поглотителя в растворе $KMnO_4$ , абсолютное измерение активности золота методом $\beta$ - $\gamma$ -совпадений	[8]
3,0	Сравнение со стоком тепловых нейтронов в графитовой призме, абсолютное измерение активности золота	[9,66, 77]
3,0	То же	[66]
7,0	Активация водного раствора $KMnO_4$ , абсолютное измерение активности раствора $Mn^{56}$	[9,36, 77]
1,0	Бак с раствором $MnSO_4$ в $D_2O$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ методом $4\pi\beta$ - $\gamma$ -совпадений, бак с $H_2O$ , абсолютное измерение числа расщеплений в реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ , бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$	[42, 44, 33]
1	Сравнение с НБС-1 в марганцевом баке	[42, 43]
5	Раствор борной кислоты, абсолютный счет числа расщеплений в реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$	[78]
7	Определение количества гелия в реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ в растворе борной кислоты	[61]
3,3	Бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$	[48]
2,5	Активация раствора соли марганца, абсолютный $4\pi\beta$ -счет	[2]
2	Бак с $H_2O$ , абсолютный счет числа расщеплений в реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ , абсолютное измерение активности золота методом $\beta$ - $\gamma$ -совпадений, счет $\alpha$ -частиц в реакции $T(d, n)He^4$ , метод сопутствующих частиц, счет протонов отдачи	[9,28, 52]
2,8	Бак с $H_2O$ , абсолютное измерение активности золота методом $\beta$ - $\gamma$ -совпадений	[29]
2,9	То же	
5	Бак с раствором $MnSO_4$ , абсолютный счет числа актов захвата в фотопластинке с бором	[10]
3	Бак с $H_2O$ , абсолютное измерение активности золота, бак с $MnSO_4$ , абсолютное измерение активности $Mn^{56}$ методом $4\pi\beta$ -счетчика	[31]

В первом методе, предложенном Литтлером [65], источник вводят в активную зону критического реактора, где при этом увеличивается коэффициент размножения нейтронов, т. е. повышается мощность реактора. Изменения мощности контролируют, измеряя плотность нейтронного потока при помощи ионизационной камеры, наполненной газом  $BF_3$ . Затем вводят в реактор поглотитель нейтронов, что уменьшает его мощность. Сравнивая эти два эффекта, а также имея данные измерения абсолютным методом (например, методом совпадений) наведенной активности поглотителя, можно определить выход нейтронов источника. В работе [65] в качестве поглотителя использовали натрий.

В данном методе для измерения выхода нейтронов, кроме того, необходимо определять изменение коэффициента размножения нейтронов в системе. Последний определяют методом реакторного осциллятора, при этом нейтронный источник периодически вводят в активную зону реактора, а затем регистрируют изменения его мощности по показаниям борной камеры.



Метод позволяет измерять нейтронные источники в диапазоне от  $10^7$  нейтр/сек и выше с погрешностью 4—5%. Основными источниками погрешностей метода являются погрешности, связанные с абсолютными измерениями наведенной активности в поглотителе и флуктуациями в режиме работы реактора. Существенно, что данный метод не требует знания поперечных сечений.

Второй метод, разработанный Сливаком [66], заключается в сравнении выхода нейтронов аттестуемого источника со стоком нейтронов в графитовой призме реактора в присутствии поглотителя. В качестве поглотителя использовали набор золотых пластин толщиной примерно 80 мкм и общим весом 4 г. Наведенную активность в фольге измеряли абсолютными методами  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений и  $4\pi\beta$ -счета. Плотность потока тепловых нейтронов измеряли многослойной борной камерой, работающей в токовом режиме. При измерениях камеру помещали в точку постоянной чувствительности системы (графитовая призма — борная камера) к нейтронам из реактора и к нейтронам от аттестуемого источника на расстоянии между источником или поглотителем и камерой около 110 см.

Процесс измерений выхода нейтронов сводился к регистрации изменения тока в борной камере (а значит и потока нейтронов) в призме с поглотителем и без него. Кроме того, ток в камере измеряли после остановки реактора и при внесении в призму аттестуемого источника.

Данным методом были измерены выходы нейтронов Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источников с погрешностью 3% [66].

В заключение следует отметить, что существует еще ряд косвенных методов для определения выхода нейтронов. Из них необходимо выделить методы сравнения выхода нейтронов Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источника с выходом нейтронов, измеренных методом сопутствующих частиц в реакциях  $T(d, n)He^3$  [52, 53, 55, 56],  $D(\gamma, n)H$  [59],  $F^{19}(\alpha, n)Na^{22}$  [63].

Анализ различных методов абсолютных измерений полного числа нейтронов, испускаемых источником, и результатов, полученных с помощью этих методов (табл. 4), с точки зрения использования их в метрологической практике для измерения выхода нейтронов эталонных источников с наивысшей точностью позволяет сделать вывод о том, что наиболее перспективными являются:

- 1) метод «физического» интегрирования в растворе  $MnSO_4$ ;
- 2) метод сопутствующих частиц в применении к источникам специальной конструкции (реакции  $T(d, n)He^4$ ,  $D(\gamma, n)H$  и методика с выделением геллия);
- 3) метод интегрирования в баке с водой с использованием золотых фольг и абсолютных измерений методом  $4\pi\beta$ - $\gamma$ -совпадений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фоминных В. И. Эталоны в области измерений нейтронных излучений. ЭИКА, вып. 4, лист П. М., изд-во «Энергия», 1965.
2. Юдин М. Ф., Фоминных В. И. Нейтронная дозиметрия. М., изд-во стандартов, 1964.
3. Бак М. А., Петржак К. А., Романов Ю. Ф. Определение абсолютного выхода нейтронных источников. УФН, т. 58, 1956.
4. Безотосный В. М., Замятин Ю. С. Абсолютные измерения интенсивности нейтронных источников. «Атомная энергия», 1957, т. 2, вып. 4.
5. Littler D. I. «Rep. AERE NP/R», 1957, p. 1557.
6. Richmond R. «Progress in nuclear energy», 1958, v. 2, p. 165.
7. Аллен В. Д. Регистрация нейтронов. М., Госатомиздат, 1962.
8. Axton E. I. «Nucleonics», 1961, v. 19, N 3, p. 90.
9. Germaignoli E. «Energia Nucleare», 1959, v. 6, N 7, p. 429.

10. Larsson K. E. L. «Nucl. Energy», 1958, v. 6, p. 322.
11. Gaillond M. «Ann. de Phys», 1956, v. 1, p. 805.
12. Allen W. D., Ferguson A. T. «G. Proc. Phys. Soc.», London, 1957, v. 70A, p. 639.
13. Skyrme, Tunncliffe, Ward. «Rev. Sci. Instr.», 1952, v. 23, p. 204.
14. Перри Ж. Физика быстрых нейтронов, т. 1. М., Госатомиздат, 1963.
15. Parker I. B. et al. Nucl. «Inst. Meth.», 1963, v. 23, p. 69.
16. Bame S. I., Haddad E., Perry I. E., Smith R. K., «Rev. Sci. Instr.», 1958, v. 29, p. 652.
17. Amaldi E., Fermi E. «Phys. Rev.», 1936, v. 50, p. 899.
18. Sampson P. I. «Int. J. appl. Radiat. Isotopes», 1959, v. 4, p. 232.
19. Brinkman G. A. Standardization of radioisot. Thesis. Amsterdam, 1961.
20. Константинов А. А., Кочин А. Е. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности  $\beta$ -излучателей. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 69(129). М.—Л., Стандартиз, 1962.
21. Антонов А. В. Исследования процессов диффузии и замедления нейтронов в различных средах. «Труды ФИАН», т. 14. М., изд. АН СССР, 1962.
22. Meadows I., Whalen I. «Nucl. Sci. Eng.», 1961, v. 9, p. 132.
23. Hughes D. I., Magurno B. A., Brussel M. K. Neutron cross sections, suppl., BNL—325, 1960, N 1.
24. Prosdocimi A., Deryntter A. «I. Nucl. Energy», A/B, 1963, v. 17, N 2, p. 83.
25. Delattre P., Prosdocimi A. Neutron Dosimetry Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1963, v. II, p. 11.
26. Eastwood T. A. «Can. J. Phys.», 1963, v. 41, N 8, p. 1263.
27. Beckurts K. H. et al. «Nucl. Sci. and Eng.», 1963, v. 17, N 3, p. 329.
28. Larsson K. E. «Arkiv f. Phys.», 1954, v. 7, p. 323.
29. Von Planta C., Huber P. «Helv. Phys. Acta», 1956, v. 29, p. 375.
30. Kolb M., Von Droste G. «Phys. Techn. Bund.», 1960, Bd. 12, S. 41.
31. Michikawa T. et al. «Bull. Electrotech. Lab.», 1959, v. 23, p. 223.
32. Hanna G. C., Runnals O. I. C. «Can. J. Phys.», 1956, v. 34, N 9, p. 959.
33. De Juran I. A., Chin I. J. «Res. NBS», 1955, N 55, p. 311.
34. Geiger K. W., Whyte G. N. «Can. J. Phys.», 1959, v. 37, p. 256.
35. Geiger K. W., Baerg A. P. «Can. J. Phys.», 1965, v. 43, p. 373.
36. Давиденко В. А., Кучер А. М. Определение интенсивности нейтронных источников по активности, наводимой нейтронами в растворе марганцево-кислого калия. «Атомная энергия», 1957, т. 2, вып. 4.
37. Shire E. S., Edge R. D. «Phil. Mag.», 1955, v. 46, p. 640.
38. Erber, Reider, Brode. «Nature», 1950, Bd. 165, S. 810.
39. Booth G., Hurst G. «Proc. Roy Soc.», London, 1937, v. 161A, p. 248.
40. Gamertsfelder G. R., Goldhaber M. «Phys. Rev.», 1946, Bd. 69, s. 369.
41. Alder F., Huber P. «Helv. Phys. Acta», 1949, Bd. 22, s. 368.
42. Noyce R. H. et al. «I. Nucl. Energy», 1963, A/B, v. 17, N 7, p. 313.
43. Mosburg E. R. «I. Res. NBS», 1959, v. 62, p. 189.
44. Caswell R. S. et al. Neutron dosimetry Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1963, v. II, p. 547.
45. Wolf G. «Atomkern Energie», 1963, H. 10, S. 250.
46. Galotto G. et al. «Energia Nucleare», 1961, v. 8, p. 243.
47. Axton E. I., Crass. P., Robertson I. C. «Reactor Sci. and Technology», 1963, v. 17, p. 440.
48. Capgras A. Bulb. informs. scient. et techn. Commissariat energie atom. 1964, N 81, p. 45.
49. Porges K., De Volpi A., Larsen R. «Nucl. Inst. and Meth.», 1964, v. 29, p. 157.
50. Fast Neutron Physics ed. Marion I. B., Fowler I. L. Interscience publishers, Inc. New York, 1960.
51. Флеров Г. Н., Порецкий Л. Б. Отчет АН СССР, 1961.
52. Larsson K. E. «Ark f. Fys», 1955, v. 9, p. 293.
53. Флеров Г. Н., Талызи В. М. Измерение абсолютной интенсивности нейтронных источников сравнением с реакцией  $T(d, n)He^4$ . «Атомная энергия», 1957, т. 3, вып. 10.
54. Кацауров Л. Н. Исследование реакции  $D(T, n) He^4$  методом тонкой мишени в области энергий от 40 до 750 кэВ. «Труды ФИАН», т. 14. М., изд. АН СССР, 1962.
55. Fieldhouse P., Culliford E. R. Neutron Dosimetry Int. At. Energy Agency, Vienna, 1963, v. II, p. 565.
56. Benveniste I. et al. «Nucl. Inst. and Methods», 1960, v. 7, p. 306.
57. Ruby L., Grawford R. B. «Nucl. Instr. and Methods», 1964, v. 24, N 5, p. 413.

58. Петржак К. А., Бак М. А., Ферсман Б. А. Определение абсолютного числа нейтронов, испускаемых радий-бериллиевым источником. «Атомная энергия», 1957, т. 2, вып. 4.
59. Marin P., Bishop G. R., Halban H. см. [2].
60. Marin P. «Nucl. Instr. Methods», 1959, v. 5, p. 23.
61. Seidl F., Harris S. «Rev. Sci. Instr», 1947, v. 18, p. 897.
62. Martin E. B., Martin G. R. см. [2].
63. Гейгер К. В. Методы абсолютного измерения  $\beta$ -активности и их применение для эталонирования нейтронных источников. «Метрология ионизирующих излучений» М., Госатомиздат, 1962.
64. Fasana A., Sanquist V. «Energ. Nucleare», 1958, v. 5, pt. 12, p. 834.
65. Littler D. I. «Proc. Phys. Soc.», London, 1951, v. 64 A, p. 638.
66. Ерозолимский В. Г., Спивак П. Е. Эталонирование нейтронных источников в графитовой призме реактора. «Атомная энергия», 1957, т. 2, вып. 4.
67. Littler D. I. «Reactor Science and Tech», 1959, v. 11, N 1.
68. Richmond R., Gardner B. «AERE Rep. R/R 2097, 1957.
69. Axton E. I., Cross P. «I. Nucl. Energy», A/B, 1961, v. 15, p. 22.
70. De Troyer A., Tavernier G. «Bull. cl. sci. Acad. roy Belg.», 1954, v. 40, pt 2, p. 150.
71. Wunderer P. «Z. für Phys.», 1958, v. 10, p. 537.
72. Von Jensen P., Terletoth H. P., Avedung H. «Z. für Naturf.», 1955, v. 10a, p. 825.
73. Felcher G., Germagnoli E., Musci M. «Energia Nucleare», 1960, v. 7, N 1, p. 31; 1960, v. 7, N 10, p. 738.
74. Карамян А. С. и др. Абсолютное определение числа нейтронов, испускаемых источником, методом сопутствующих частиц. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
75. Константинов А. А., Фоминих В. И., Ярицына И. А. Абсолютное измерение выхода нейтронных источников методом активации марганца. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
76. Mateescu N., Nahorniak V. «Stud. Cerc. Fir. Acad. R.P.R.», 1962, v. 13, p. 375.
77. Дорофеев Г. А., Кутиков И. Е., Кучер А. М. Сравнение стандартных нейтронных источников СССР и Швеции. «Атомная энергия», 1957, т. 10, вып. 3.
78. Caswell R. S., Mosburg E. R., Chin I. Peaceful Uses. Atom. Energy Proc. Intern. Conf., Geneva, 1958, v. 21, p. 92.
79. Geiger K. W. «Can. J. Phys.», 1960, v. 38, pt. 4, p. 569.
80. Gurfinkel G., Amiel S. «Nucleonics», 1965, v. 23, N 3, p. 76.
81. Axton E. I., Cross P., Robertson I. C. «I. Nucl. Energy», 1965, P. A/B, v. 19, p. 409.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

**АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДА  
НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ (РАБОЧИХ ЭТАЛОНОВ ВНИИМ)  
МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ МАРГАНЦА**

*Рассматриваются методика и измерительная аппаратура, созданные во ВНИИМ для абсолютного определения числа испускаемых источником нейтронов путем активации марганца. Рассматриваются поправки и источники погрешностей метода. Приводятся результаты аттестации нейтронных источников, входящих в набор рабочих эталонов ВНИИМ, а также данные, полученные при международных сличениях методом активации марганца канадского нейтронного Ra—Be ( $\alpha, n$ ) эталона NRC-200-1, который в настоящее время измерен почти во всех национальных метрологических лабораториях мира.*

К моменту начала во ВНИИМ абсолютных измерений числа нейтронов, испускаемых источником, такие измерения были выполнены с погрешностью результатов  $3 \div 10\%$  в ряде лабораторий АН СССР и опубликованы в журнале «Атомная энергия» в 1957 г.

В некоторых из этих работ применяли метод активации марганца, причем, например, в работе [1] в качестве дополнительного поглотителя использовали золото и результаты измерений имели погрешность 5,5%, а в работе [2], используя перманганат калия, получили результат с погрешностью 6,4%.

Метод, основанный на активации марганца в растворе  $MnSO_4$ , начали разрабатывать во ВНИИМ наряду с методом сопутствующих частиц в связи с необходимостью создать основу для достижения единства нейтронных измерений в стране и аттестации набора нейтронных источников в качестве рабочих эталонов ВНИИМ.

На основании анализа известных в настоящее время методов абсолютных измерений выхода нейтронных источников и полученных с их помощью результатов можно утверждать, что метод активации раствора  $MnSO_4$  является одним из самых перспективных методов абсолютных нейтронных измерений. Основные преимущества его следующие:

1. Метод не чувствителен к  $\gamma$ -излучению нейтронного источника.
2. Детектор тепловых нейтронов (марганец в виде раствора  $MnSO_4$  в воде) равномерно распределен по объему замедлителя. Это позволяет длительный процесс интегрирования осуществить простым перемешиванием раствора, что исключает погрешность, связанную со снятием кривой пространственного распределения нейтронов и ускоряет процесс измерения.
3. Для метода активации марганца не имеет значения любая асимметрия выхода измеряемого нейтронного источника.



4. В результате облучения раствора образуется только один радиоактивный изотоп  $Mn^{56}$  с удобным для практических измерений периодом полураспада (2,58 ч).

5. Несмотря на сложную схему распада  $Mn^{56}$ , можно осуществить измерение его активности методом  $4\beta\text{-}\gamma$ -совпадений с достаточной точностью.

6. Сечение поглощения тепловых нейтронов  $Mn^{55}$  известно довольно хорошо.

Следует заметить, что метод активации марганца применяется в большинстве ведущих метрологических лабораторий мира в качестве эталонного, так как при сравнительной простоте он дает результаты наивысшей точности.

### Метод и аппаратура

Как известно, только водородосодержащие вещества могут обеспечить эффективное замедление быстрых нейтронов при небольших геометрических размерах замедлителя. Полиэтилен или твердый парафин не позволяют осуществить «физическое» интегрирование, а в парафиновом масле трудно растворить какой-нибудь удобный для практических измерений детектор тепловых нейтронов. В принципе можно использовать какое-нибудь подходящее органическое соединение, отвечающее этим целям. Однако в этом случае приходится отказаться от марганца, имеющего описанные выше преимущества, и применить индий, в результате облучения которого тепловыми нейтронами образуются два радиоактивных изотопа и сечение активации известно менее точно, чем у марганца. Поэтому в качестве замедлителя был выбран раствор сернистого марганца в дистиллированной воде. Размеры замедлителя следует выбирать так, чтобы обеспечить возможно более полное поглощение нейтронов, испускаемых измеряемым источником, а также получить раствор с максимальной наведенной удельной активностью. Как следует из оценки Глестона и Эдлунда [3], утечка нейтронов из бака диаметром 95 см с водным замедлителем составляет около 0,1%.

Вследствие того что длины замедления в чистой воде и в растворе  $MnSO_4$  отличаются незначительно, так как замедление быстрых нейтронов до энергий около 0,3 Мэв происходит, в основном, за счет соударений с ядрами водорода, то естественно, что рассуждения относительно водного замедлителя справедливы и для раствора  $MnSO_4$ . В измерениях ВНИИМ был использован раствор  $MnSO_4$  в воде, который содержали в цилиндрическом баке диаметром 85 см и высотой 95 см из нержавеющей стали, покрытом внутри антикоррозийной эмалью. Бак наполняли раствором до отметки 85 см. Для уменьшения испарения воды из раствора и предотвращения конденсации ее на стенках и крышке бака поверхность раствора покрывали тонкой масляной пленкой. Эта предосторожность позволяет сохранять концентрацию раствора неизменной в течение длительного промежутка времени и уменьшает коррозию металлических частей над поверхностью раствора. Бак с раствором всегда был плотно закрыт.

Измеряемый источник помещают в центре бака и выдерживают в нем в течение времени, необходимого для получения насыщенной активности  $Mn^{56}$  (обычно 17—19 ч). Чтобы рассчитать число актов захвата в марганце  $1/\mu$  по сравнению с общим числом захватов в замедлителе, необходимо знать отношение сечений захвата тепловых нейтронов марганцем и водородом. Выход нейтронного источника можно найти из выражения

$$Q = \frac{n_{Mn} \sigma_{Mn} + n_s \sigma_s + n_H \sigma_H + 4n_o \sigma_o}{n_{Mn} \sigma_{Mn}} Q_{Mn}, \quad (1)$$

где  $n_{Mn}$ ,  $n_S$ ,  $n_H$ ,  $n_O$  — число ядер марганца, серы, водорода и кислорода в  $1 \text{ см}^3$  раствора;

$\sigma_{Mn}$ ,  $\sigma_S$ ,  $\sigma_H$ ,  $\sigma_O$  — сечения захвата тепловых нейтронов;

$Q_{Mn}$  — полная наведенная активность марганца в растворе при насыщении.

Доля нейтронов, захватываемых ядрами марганца, определяется выражением

$$\gamma = \frac{n_{Mn} \sigma_{Mn}}{n_{Mn} \sigma_{Mn} + n_S \sigma_S + n_H \sigma_H + 4n_O \sigma_O} \quad (2)$$

Выражение (1) строго применимо только для замедлителя и детектора, для которых сечения изменяются согласно закону  $1/v$ . На самом деле, сечения захвата у элементов, входящих в состав замедлителя, в над-тепловой области не следуют точно закону  $1/v$ . Для серы и водорода отклонение сечения захвата от закона  $1/v$  столь незначительно, что не может существенно влиять на результат измерения. Для марганца поправка на резонансный захват существенна. Учитывая, что  $n_S = n_{Mn}$  и пренебрегая поглощением тепловых нейтронов в кислороде ( $\sigma_O = 0,1 \text{ мбарн}$ ), выражение (1) можно переписать так

$$Q = \frac{Q_{Mn}}{\gamma} = \frac{Q_{Mn}}{1 + \frac{1}{1+\alpha} \cdot \frac{\sigma_S}{\sigma_{Mn}} + \frac{1}{1+\alpha} \cdot \frac{\sigma_H}{\sigma_{Mn}} \frac{n_H}{n_{Mn}}}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — поправка на резонансный захват в марганце.

После облучения раствора до получения насыщенной активности измеряемый источник убирают, а раствор перемешивают механической мешалкой в течение 25 мин. Усредненную активность марганца в растворе измеряют погружаемым сцинтилляционным детектором.

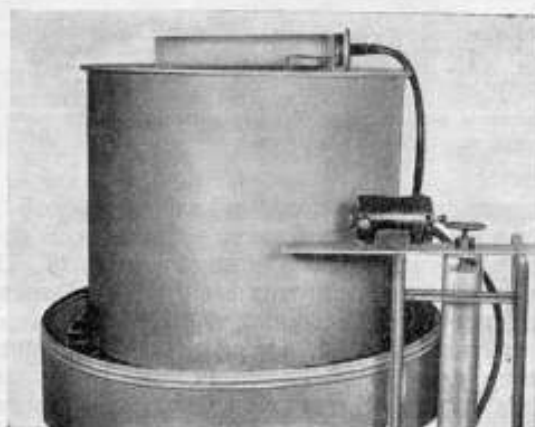


Рис. 1. Бак с раствором  $MnSO_4$ , сцинтилляционный счетчик и электрическая мешалка.

Для измерения активности раствора  $MnSO_4$  в баке были разработаны два типа погружаемых детекторов. Первый детектор представлял собой группу из 8 счетчиков Гейгера — Мюллера (типа АС-1), помещенных внутрь герметического алюминиевого кожуха диаметром 9 см и высотой 52 см. Такая система отличается высокой стабильностью и хорошей воспроизводимостью, проверенной по источнику  $Co^{60}$ . Однако эффектив-

ность ее низка, что ведет к уменьшению чувствительности метода в целом. Поэтому обычно наведенную активность раствора измеряли погружаемым сцинтиляционным счетчиком с кристаллом NaJ размерами 40×40 мм. Фотоумножитель ФЭУ-13 вместе с кристаллом и предусилителем также находился внутри герметичного корпуса. Специальное устройство для крепления на крышке бака позволяло получить точно фиксированное положение погружаемого счетчика и хорошую воспроизводимость его в растворе. При этом кристалл NaJ находился в центре бака. На рис. 1 приведен общий вид бака с раствором  $MnSO_4$ , погружае-

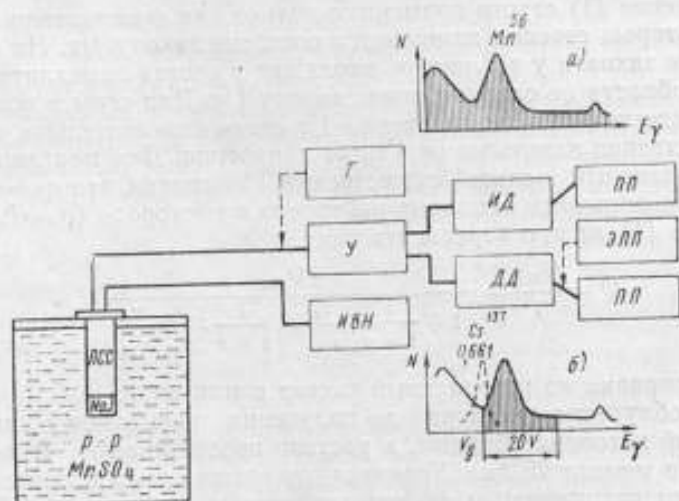


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки.

ИСС — погружаемый сцинтиляционный счетчик с кристаллом NaJ; Г — кварцевый генератор; У — усилитель типа УИС-2; ИВН — источник высокого напряжения типа ВС-22; ИД — интегральный дискриминатор типа ИД-2; ДД — дифференциальный дискриминатор типа АДДО-1; ПП — пересчетный прибор типа ПС-10000; ЭПП — самописец типа ЭПП-00.

а — к измерению активности  $Mn^{56}$  в контрольном измерительном канале; б — то же в основном канале.

мого сцинтиляционного детектора и электрической мешалки, а на рис. 2 — блок-схема измерительной части установки. В качестве источника высокого напряжения использовали прибор типа ВС-22, импульсы регистрировал пересчетный прибор типа ПС-10 000. С предусилителя (собранный по каскадной схеме с лампой 6Ф1П) импульсы поступают на линейный усилитель типа УИС-2, затем на дифференциальный одноканальный анализатор типа АДДО-1. Общий вид измерительной аппаратуры представлен на рис. 3. Разрешающее время установки, измеренное по двойным импульсам, составляло 1,5 мксек. Активность раствора  $MnSO_4$  измеряли по  $\gamma$ -излучению  $Mn^{56}$  с энергией 845 кэв. Известно, что сцинтиляционные счетчики работают менее стабильно, чем счетчики Гейгера — Мюллера. Поэтому в процессе измерений с погружаемым сцинтиляционным детектором необходимо непрерывно контролировать коэффициент усиления всей системы. Режим работы проверяли по  $\gamma$ -линии  $Cs^{137}$  с энергией 661 кэв. При этом усиление подбирали таким образом, чтобы положение нижнего порога «окна» дифференциального дискриминатора соответствовало пику данной  $\gamma$ -линии. Использование «окна» для регистрации пика  $Mn^{56}$ , имеющего энергию 845 кэв, позволяет уменьшить  $\gamma$ -фон и повысить надежность измерений. При выборе ширины

«окна» учитывали как отношение сигнала к фону, так и полную эффективность регистрации и стабильность работы измерительной системы, а также энергетическое разрешение детектора. В результате было выбрано «окно» шириной 20 в, что для нашего случая соответствовало диапазону энергий  $\gamma$ -квантов 0,661—1,3 Мэв (рис. 4). После установки порога дискриминатора была измерена активность раствора, а затем через некоторый промежуток времени усиление системы снова проконтролировано по  $Cs^{137}$ . Для получения надежных результатов каждый цикл измерений повторяли от 6 до 20 раз (в зависимости от величины измеряемого эффекта).

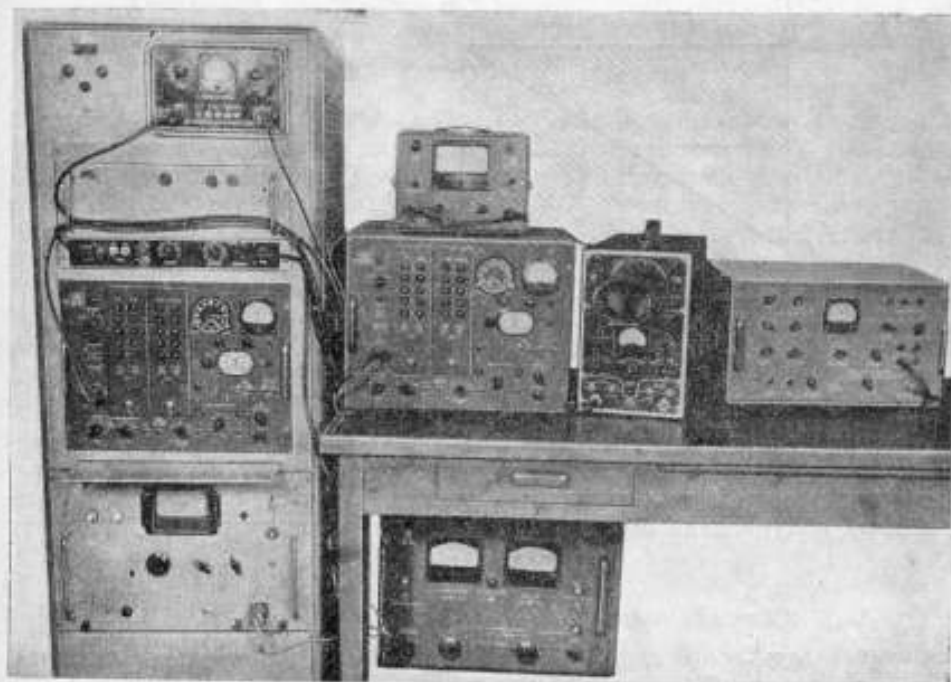


Рис. 3. Общий вид измерительной аппаратуры.

Данная методика контроля по  $Cs^{137}$  позволяет учесть и исключить погрешности, обусловленные нестабильностью усиления измерительной системы, так как максимальное изменение скорости счета по  $Cs^{137}$  при ширине «окна» 20 в, составляющее 10%, соответствует изменению не более чем на 0,5% числа отсчетов при измерении активности марганца. При этом учитывается и возможная неравномерность ширины «окна» дискриминатора, которая в нашем случае составляла не более 0,3 в. Чувствительность погружаемого счетчика проверяли периодически, в стандартных условиях, по источнику  $Cs^{137}$ .

Для повышения надежности и контроля измерений использовали второй контрольный измерительный канал. Подбором соответствующего усиления системы и порога интегрального дискриминатора удалось, используя сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI и с источником  $Cs^{137}$  при уровне дискриминации 3 в ( $F_1 \sim 60$  кэв) — рис. 2, а, получить вполне удовлетворительное плато (рис. 5) длиной около 200 в и с наклоном  $\sim 1\%$  на 100 в.



Фон счетчика, помещенного в неактивный раствор, измеренный в течение длительного промежутка времени, в пределах погрешности измерений оставался постоянным и равным в основном измерительном канале 2 имп/сек и 3,4 имп/сек — в контрольном.

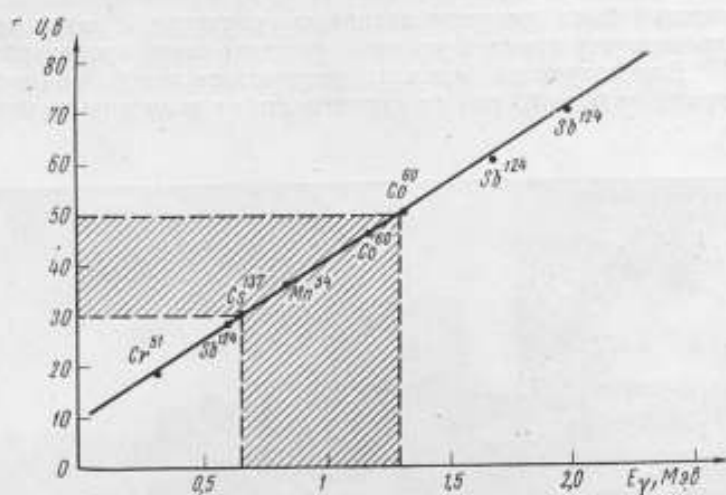


Рис. 4. Характеристика измерительной системы.

Измерения активности раствора  $MnSO_4$  в течение нескольких периодов полураспада показали, что в нем отсутствуют какие-нибудь радиоактивные примеси и активность спадает в точном соответствии с периодом полураспада  $Mn^{56}$ , равным 2,576 ч. Концентрацию раствора

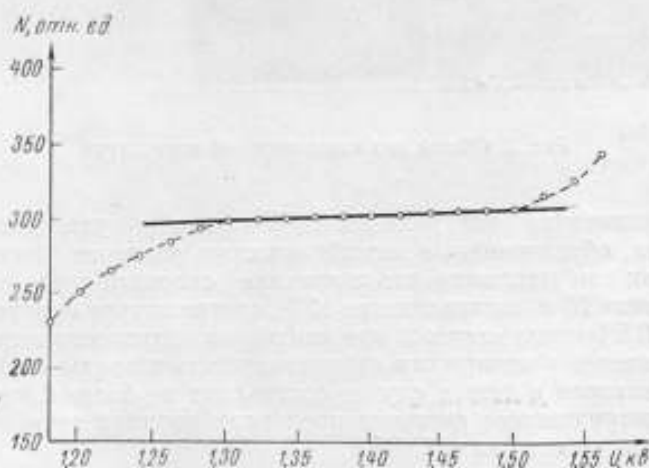


Рис. 5. Характеристика сцинтилляционного счетчика с кристаллом  $NaJ(Tl)$  размерами  $40 \times 40$  мм.

$MnSO_4$  определяли, измеряя плотность раствора образцовым ареометром 1-го разряда, что обеспечивало погрешность измерения плотности 0,05%.

После измерения активности раствора в полученную скорость счета вводили поправки на фон, на распад за время измерения и на конечное время облучения раствора по формуле

$$N = \frac{(n - n_{\phi}) \lambda e^{\lambda t_1}}{(1 - e^{-\lambda T})(1 - e^{-\lambda t_2})}, \quad (4)$$

где  $N$  — число отсчетов в единицу времени, соответствующее наведенной активности раствора  $MnSO_4$  при насыщении;

$n$  — скорость счета погружаемого счетчика;

$n_{\phi}$  — скорость счета, обусловленная фоном;

$\lambda$  — постоянная распада  $Mn^{56}$ . При  $T_{1/2} = 154,5 \pm 0,1$  мин [6]

$\lambda = 0,00448_{\text{б}} \text{ мин}^{-1} (\pm 0,06\%)$ ;

$T$  — время облучения;

$t_1$  — время от конца облучения до начала измерения;

$t_2$  — время измерения.

Для градуировки погружаемого счетчика к неактивному раствору в баке добавляли известное количество раствора сернокислого марганца, облученного в реакторе. Удельную активность раствора  $MnSO_4$ , который был вылит в бак, определяли методом абсолютного  $4\pi\beta$ -счета на установке, описанной в работе [7]. Известное количество раствора  $MnSO_4$  наносили на тонкую металлизированную пленку поверхностной плотностью 30—40  $\text{мкг/см}^2$ . В измерениях учитывали поправки на разрешающее время, на фон счетчика, на поглощение  $\beta$ -частиц в пленке, на самопоглощение в источнике. Раствор, облученный в реакторе, имел высокую удельную активность, что позволило приготовить для абсолютных измерений источник с незначительным самопоглощением (менее 0,25%).

Одновременно с абсолютными измерениями на  $4\pi\beta$ -счетчике проводились измерения погруженным в бак счетчиком после добавления в бак известного количества активного раствора  $MnSO_4$ , облученного в реакторе. С учетом градуировки детектора формулу (3) можно переписать так:

$$Q = \frac{A}{N_A} \cdot \frac{N_0}{\gamma}, \quad (5)$$

где  $A$  — активность вылитого в бак раствора  $MnSO_4$ , удельную активность которого измеряли  $4\pi\beta$ -счетчиком;

$N_A$  и  $N_0$  — скорость счета погруженного в бак детектора соответственно после добавления облученного в реакторе раствора и обусловленная измеряемым источником.

Как правило, каждый нейтронный источник измеряли несколько раз, после чего вычисляли значение  $N$  по формуле (4) и  $N_0$  — как среднее из данного цикла измерений. В результате градуировки детектора устанавливали, какому значению активности соответствует при данной концентрации  $MnSO_4$  один отсчет погружаемого детектора. Неопределенность данной величины обусловлена погрешностью абсолютного  $\beta$ -счета, составляющей  $\pm 1\%$ . Окончательная формула для абсолютного измерения выхода нейтронных источников методом активации марганца имеет вид:

$$Q = \frac{A}{N_A} \cdot \frac{N_0}{\gamma} k l m, \quad (6)$$

где  $k, l, m$  — поправочные коэффициенты, учитывающие соответственно поглощение быстрых нейтронов в процессе замедления, утечку их за пределы бака и самопоглощение в источнике.

При расчете коэффициента  $\gamma$  использовали следующие значения сечений (барн):

$$\begin{aligned} \sigma_n &= 0,332 \pm 0,002 [8]; \\ \sigma_{\text{нп}} &= 13,22 \pm 0,08 [6]; \\ \sigma_{\text{в}} &= 0,52 \pm 0,02 [8]. \end{aligned}$$

Данным методом проводили абсолютные измерения выхода нейтронов эталонного набора Ra—Be( $\alpha, n$ ) и фотонейтронного источников ВНИИМ и канадского Ra—Be( $\alpha, n$ )-эталонного нейтронного источника NRC-200-1. Набор Ra—Be( $\alpha, n$ ) источников ВНИИМ (2ЭН) состоит из источников, в которых активная смесь бромистого радия спрессована с порошкообразным бериллием и имеет форму цилиндра высотой, равной диаметру. Активная смесь заключена в тонкостенную латунную оболочку, которая, в свою очередь, находится в запаянном латунном футляре. Основные данные измеренных источников приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер источника	Тип источника	Содержание радия, мг	Размеры источника, мм	Оболочка источника
2ЭН-500	Ra—Be( $\alpha, n$ )	497,4	33×22	Латунь
2ЭН-100	То же	89,45	24×15	То же
2ЭН-50	"	48,73	21×12	"
2ЭН-10	"	9,68	17×8	"
НР-115	"	229,0	40×26	"
РА-21-4	Ra—Be( $\gamma, n$ )	194,0	∅40	Бериллиевая сфера
NRC-200-1	Ra—Be( $\alpha, n$ )	183	19,1×18,7	Монель

Энергетический спектр Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронных источников, особенно в области малых энергий, изучен недостаточно хорошо. Измерения спектра таких источников осложняются тем, что на один нейтрон приходится около 7000  $\gamma$ -квантов, испускаемых радием и продуктами его распада. Наиболее точные измерения нейтронного спектра Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника получены методом протонов отдачи с использованием фотоэмульсий, и результаты измерений приведены на рис. 6 ( $a-g$ ). Основным преимуществом этого классического метода нейтронной спектроскопии является большой диапазон измеряемых энергий (0,3—15 Мэв), высокая чувствительность (можно измерить спектр источника с выходом  $10^4$  нейтр/сек), высокая разрешающая способность (2—3% для нейтронов с  $E_n = 3-14$  Мэв), а также низкая чувствительность к  $\gamma$ -фону [9].

Как видно из рисунка, спектры, в общем, согласуются между собой в области энергий выше 1 Мэв. В области низких энергий в спектре Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника обнаружена интенсивная группа нейтронов с  $E_n < 0,7$  Мэв. Появление этой группы, интенсивность которой, как видно из [10], зависит не только от энергии  $\alpha$ -частиц, но и от количества бериллия в источнике, можно объяснить несколькими факторами. Наряду с основной реакцией, приводящей к образованию нейтронов  $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ , весьма вероятна реакция



Эта реакция имеет порог  $\sim 2,41$  Мэв и дает вклад нейтронов с малой кинетической энергией [11, 12] при больших энергиях  $\alpha$ -частиц (у радия  $E_{\alpha\text{max}} = 7,680$  Мэв). Кроме того, нейтроны с малой энергией могут образовываться в результате фотоэффекта на бериллии. Доля этих нейтронов у Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника будет меняться в зависимости от содержания

в нем бериллия и радия. Средняя энергия фотонейтронов равна  $\sim 0,3$  Мэв. Наконец, для источников с большим содержанием бериллия возможна реакция  $\text{Be}(\alpha, 2n)$ , которая также приводит к появлению нейтронов с малой энергией [10].

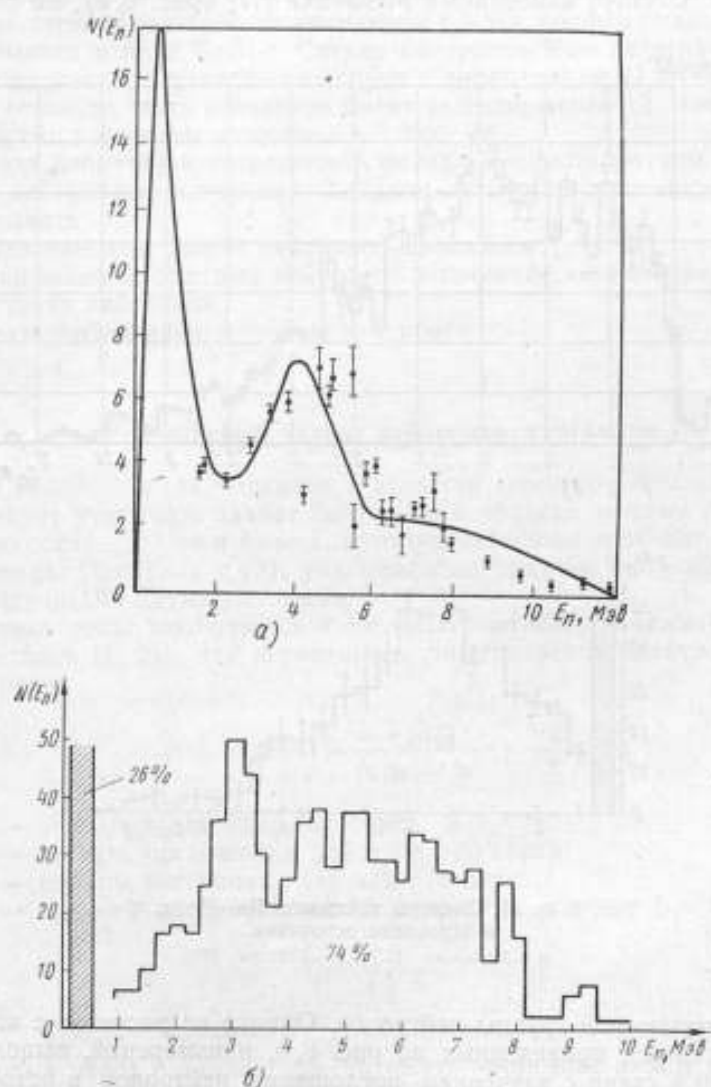


Рис. 6 (а, б). Спектры нейтронов Ra—Be ( $\alpha, n$ )-нейтронного источника.  
 а — расчетный спектр, полученный Хессом (14), экспериментальные точки измерения Хиллания — Ватсона (15).

Еще в 1948 г. Андерсон [13] на основании опытов по изучению замедления быстрых нейтронов Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источника в воде отметил, что 30% всех нейтронов источника имеют энергию  $< 100$  кэв. Хесс [14], измеряя ослабление быстрых нейтронов в полиэтилене, а также в результате расчета спектра Ra—Be ( $\alpha, n$ )-источника, оценил вклад нейтронов малых энергий и нашел, что он составляет около 20% (с энергией менее 0,7 Мэв) (сплошной линией на рис. 6, а дан расчетный спектр).



На рисунке приводятся также полученные Хиллом результаты измерений (точки). В 1958 г. Де Пангер на основании измерений с двойным замедлителем уточнил спектр, измеренный Ватсоном [15] в области малых энергий, и внес поправку, составившую 26% [16] для  $E_n < 0,5$  Мэв (рис. 6, б). Спектр, измеренный Медвецки [17] (рис. 6, в), не содержит

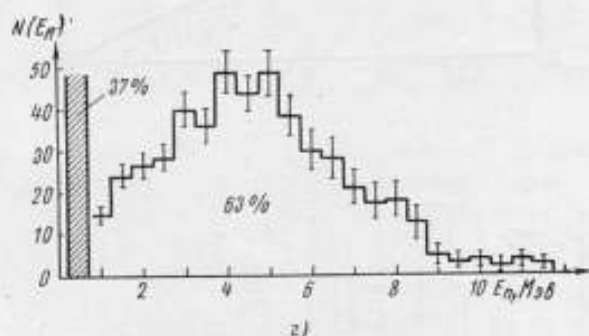


Рис. 6 (в, г). Спектры нейтронов Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронного источника.  
в — Медвецки (17); г — Гейгера (19).

низкоэнергетической группы нейтронов. Однако из расчетов с использованием данных, приведенных на рис. 6, в, и измерений, выполненных Ривсом [18] в связи с изучением поглощения нейтронов в источнике и полости, окружающей источник и оценкой поглощения быстрых нейтронов в воде и растворе  $MnSO_4$ , следует, что наилучшее согласие расчетных и экспериментальных данных наблюдается в том случае, если в спектр нейтронов, полученный Медвецки, добавить группу нейтронов с малой энергией менее интенсивную, чем у Хесса. Последние измерения спектра Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника выполнены в 1964 г. Гейгером [19] также методом ядерных фотозмульсий (рис. 6, г). На основании этого спектра и абсолютных измерений выхода нейтронного источника методом активации марганца Гейгер оценил для области нейтронов с энергией менее 0,7 Мэв поправку в  $37 \pm 15\%$ . Таким образом, основываясь на результатах, полученных Гейгером, и по рис. 6, г, оценивая спектр нейтронов, имеющих энергию более 1 Мэв, а также принимая во внимание ре-

зультаты всех предшествующих работ, можно отметить, что по крайней мере 30% всех нейтронов, испускаемых Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронным источником с выходом около  $10^6$  нейтр/сек, имеют энергию менее 0,7 Мэв.

Ra—Be( $\gamma, n$ )-нейтронный источник ВНИИМ представляет собой бериллиевый шар диаметром 40 мм, в центре которого расположена сферическая стеклянная ампула диаметром 8,3 мм, содержащая 194 мг радия элемента в виде RaBr<sub>2</sub>. Спектр нейтронов Ra—Be( $\gamma, n$ )-источника состоит из шести энергетических групп в диапазоне от 21 до 670 кэв [20], причем большая часть нейтронов имеет энергию менее 0,1 Мэв при средней энергии нейтронов источника  $\sim 0,3$  Мэв.

**Анализ поправок и погрешность метода.** При абсолютном измерении выхода нейтронных источников методом активации марганца необходимо учитывать:

- 1) резонансный захват нейтронов марганцем,
- 2) поглощение быстрых нейтронов в процессе замедления,
- 3) утечку нейтронов,
- 4) самопоглощение тепловых нейтронов.

### Резонансный захват нейтронов марганцем

При использовании марганца в качестве детектора тепловых нейтронов следует учитывать захват нейтронов в области энергии резонансного поглощения (337 эв и более), которую нейтроны проходят в процессе замедления. Поправка  $\alpha$  (3), учитывающая резонансный захват, может быть рассчитана двумя методами.

Первый метод заключается в оценке вероятности избежать резонансного захвата [3, 21]. Эта вероятность при энергиях нейтронов выше 0,5 эв равна

$$P = \exp - \int \frac{n_i \sigma_{ai}(E)}{n_i \sigma_{si}(E) \xi_i} \cdot \frac{dE}{E}, \quad (7)$$

где  $n_i$  — концентрация ядер  $i$ -го сорта;

$\sigma_{ai}$  — сечение поглощения для ядер  $i$ -го сорта;

$\sigma_{si}$  — сечение рассеяния ядер для  $i$ -го сорта;

$\xi$  — средний логарифмический декремент, причем  $\xi_H = 1$ ;

$$\xi_i \approx \frac{2}{A + 3/2};$$

$A$  — массовое число.

Данный метод позволяет рассчитывать отношение между частью нейтронов, захватываемых при резонансном поглощении в марганце, и долей нейтронов, поглощаемых выше кадмиевого порога ( $\sim 0,5$  эв), измеренной детектором с сечением поглощения, изменяющимся по закону  $1/v$ . Расчет производят с учетом кадмиевых отношений для борного детектора и марганцевой фольги в баке с водой. При расчете допускается, что аналогичное отношение справедливо и для раствора MnSO<sub>4</sub>. Выражение (7) применимо для однородных сред и только при условии, что поглощение в замедлителе следует закону  $1/v$ , т. е., что

$$\sigma_{ai}(E) = \sigma_{ai}(E_0) \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $E_0 = 0,025$  Мэв.

При вычислении интеграла в формуле (7) предполагали, что замедление почти полностью происходит на водороде и  $\sigma_{sH} = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ .

Тогда доля нейтронов, захватываемых при энергиях выше 0,5 эв, в растворе с поглощением, по закону  $1/v$  равна

$$(1 - P)_{1/v} = 1 - \exp 2 \left( \frac{E_0}{E_{cd}} \right)^{1/2} \frac{\sum_i n_i \sigma_{oi}(E_0)}{\sum_i n_i \xi_i \sigma_{si}} \quad (9)$$

или, при условии, что

$$(1 - P)_{1/v} \ll 1, \\ (1 - P)_{1/v} = 2 \left( \frac{E_0}{E_{cd}} \right)^{1/2} \frac{\sum_i n_i \sigma_{oi}(E_0)}{\sum_i n_i \xi_i \sigma_{si}}, \quad (10)$$

а вероятность резонансного захвата при условии  $(1 - P) \ll 1$

$$(1 - P)_{\text{рез}} = \frac{n_{Mn}}{n_H \sigma_{sH}} J_{\text{рез}}, \quad (11)$$

где  $J_{\text{рез}}$  — резонансный интеграл для марганца.

В табл. 2 приведены значения резонансного интеграла поглощения в марганце (дополнение к поглощению по закону  $1/v$ ), полученные различными авторами.

Таблица 1

$J_a$ рез. барн	Погрешность, барн	Литература
7,3	—	[22]
7,8	0,8	[23]
8,1 <sub>5</sub>	0,6	[24]
8,0	0,5	[25]
Взвешенное среднее из трех последних измерений 8,0 <sub>1</sub>	0,3 <sub>5</sub>	

Так как число захватов  $R$  в марганце в единицу времени зависит от выхода нейтронного источника  $Q$ , то

$$R_{1/v} = \frac{P_{\text{рез}} Q}{\sum_i n_i \sigma_{oi} / n_{Mn} \sigma_{oMn}}; \quad (12)$$

$$R_{1/v + \text{рез}} = R_{1/v} + (1 - P)_{\text{рез}} Q \quad (13)$$

или

$$1 + \alpha = \frac{R_{1/v + \text{рез}}}{R_{1/v}} = 1 + \\ + (1 - P)_{\text{рез}} \frac{\sum_i n_i \sigma_{oi}}{n_{Mn} \sigma_{oMn}}. \quad (14)$$

Второй метод заключается в оценке отклонения от закона  $1/v$  сечения поглощения марганца в надтепловой области [26, 27]. При этом предполагается, что

$$\sigma = \sigma_0 (g + rs), \quad (15)$$

где  $\sigma_0$  — сечение поглощения марганцем тепловых нейтронов с  $E_0 = 0,025$  эв;

$r$  и  $s$  — коэффициенты, зависящие от спектра энергий нейтронов;

$g$  — коэффициент, равный для марганца единице [26], т. е.

$$\sigma = \sigma_0 (1 + rs) \text{ или } \sigma = \sigma_0 (1 + \alpha).$$

В диапазоне энергий нейтронов, где сечение поглощения марганцем следует закону  $1/v$  (вплоть до энергий 330 кэв)  $g = 1$  и  $s = 0$ .

В резонансной области для практических расчетов можно записать

$$r \approx \sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{\sum_i n_i \sigma_{oi}}{\sum_i n_i \xi_i \sigma_{si}} \quad (16)$$

$$s = \frac{1}{\sigma_0} \sqrt{\frac{\pi}{4}} J_{арез}. \quad (17)$$

Расчетные значения коэффициента  $\alpha$ , полученные этими двумя методами, совпадают и  $\alpha=0,009$  для раствора с концентрацией 8%, а для 20% раствора  $\text{MnSO}_4$   $\alpha=0,013$  (т. е. 1,3% нейтронов поглощается при  $E_n > 0,5$  эв). На рис. 7 показано изменение поправки на резонансное поглощение  $\alpha$  в водном растворе  $\text{MnSO}_4$  в зависимости от концентрации раствора  $n_{\text{Mn}}/n_{\text{H}}$ . С учетом этой поправки и принятых нами значений сечений поглощения тепловых нейтронов можно рассчитать величину  $\gamma$  в формуле (2). Для используемых нами сечений и концентраций раствора ( $n_{\text{H}}/n_{\text{Mn}}=65$ )  $\gamma=2,65$ . На рис. 7 приводится зависимость доли нейтронов, поглощенной в замедлителе, по отношению к числу актов захвата в марганце, т. е. зависимость величины  $1/\gamma$  от концентрации раствора.

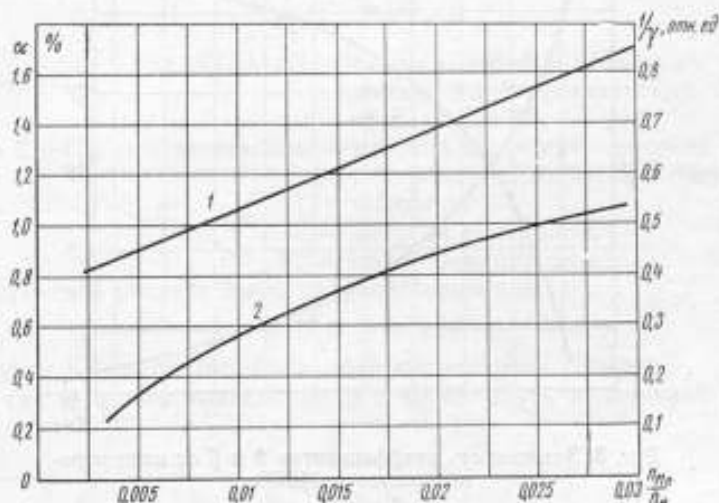


Рис. 7. Изменение в зависимости от концентрации раствора: 1 — поправки на резонансное поглощение и 2 — величины  $1/\gamma$

Средняя квадратическая погрешность  $\gamma$  определяется погрешностями: а) с которой известны сечения поглощения тепловых нейтронов марганцем, водородом и серой (точнее их отношения  $\sigma_{\text{H}}/\sigma_{\text{Mn}}$  и  $\sigma_{\text{S}}/\sigma_{\text{Mn}}$ ), б) измерения концентрации раствора (величины  $n_{\text{H}}/n_{\text{Mn}}$ ), в) расчета коэффициента  $\alpha$ .

Погрешность  $\delta_{\gamma}$  была рассчитана по формуле

$$\delta_{\gamma} = \sqrt{\vartheta^2 \delta_{\text{S}}^2 + \beta^2 (\delta_{\text{H}}^2 + \delta_{\text{конц}}^2) + (\vartheta + \beta)^2 \left[ \delta_{\text{Mn}}^2 + \frac{\alpha^2 \delta_{\alpha}^2}{(1 + \alpha)^4} \right]}, \quad (18)$$

где  $\delta_{\gamma}$ ,  $\delta_{\text{S}}$ ,  $\delta_{\text{H}}$ ,  $\delta_{\text{Mn}}$ ,  $\delta_{\alpha}$ ,  $\delta_{\text{конц}}$  — относительные погрешности соответствующих величин  $\gamma$ ,  $\sigma_{\text{S}}$ ,  $\sigma_{\text{H}}$ ,  $\sigma_{\text{Mn}}$ ,  $\alpha$ ,  $n_{\text{H}}/n_{\text{Mn}}$ ;

$\vartheta$  и  $\beta$  — коэффициенты, равные

$$\vartheta = \frac{\sigma_{\text{S}}}{(1 + \alpha) \sigma_{\text{Mn}} \gamma} \quad (19)$$

$$\beta = \frac{\sigma_{\text{H}}}{(1 + \alpha) \sigma_{\text{Mn}} \gamma} \cdot \frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{Mn}}}. \quad (20)$$



Из анализа выражений (3) и (18) следует, что погрешность  $\gamma$  определяется как погрешностями измерения величин, входящих в формулу (3), так и коэффициентами  $\phi$  и  $\beta$ , зависящими от концентрации раствора. Действительно, в нашем случае сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами серы известно с погрешностью  $\pm 3,8\%$ , что соответствует вкладу в погрешность  $\delta_T$  только  $0,05\%$ . Аналогичный анализ для случая марганца или водорода, сечения поглощения которых известны с погрешностью  $\pm 0,6\%$ , показывает, что это приводит к вкладу (при используемых концентрациях) в полную погрешность  $\delta_T$ , а значит и в  $\delta_Q$  [по формуле (6)] не более  $0,4\%$ . На рис. 8 приводятся кривые зависимости коэффициен-

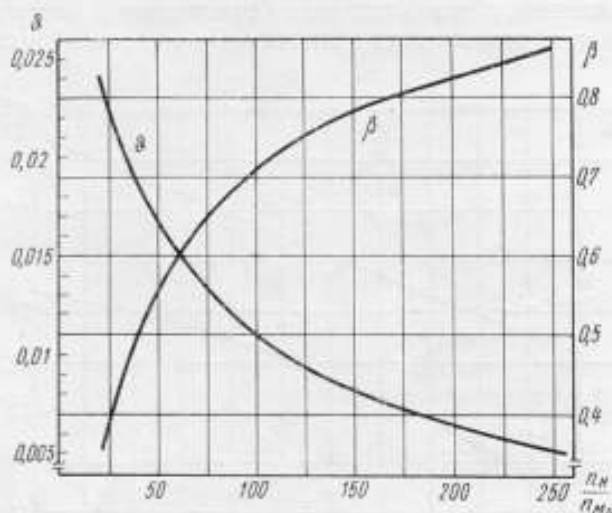


Рис. 8. Зависимость коэффициентов  $\phi$  и  $\beta$  от концентрации раствора  $MnSO_4$ .

тов  $\phi$  и  $\beta$  от концентрации раствора  $MnSO_4$ . Как легко заметить, с увеличением концентрации раствора, т. е. с уменьшением отношения  $n_H/n_{Mn}$ , коэффициент  $\beta$ , наиболее сильно влияющий на  $\delta_T$ , уменьшается. Поэтому повышая концентрацию до  $30\%$ , можно несколько уменьшить обусловленный погрешностью измерения сечений  $\sigma_{Mn}$  и  $\sigma_S$  вклад в общую погрешность, а значит и в  $\delta_Q$ . Увеличение концентрации более  $30\%$  вряд ли целесообразно, так как всегда удобнее работать с ненасыщенным раствором, а концентрация  $30\%$  близка к насыщению. Коэффициент  $\phi$  при различных концентрациях достаточно мал, и даже изменение его числового значения в 5 раз в рассматриваемом диапазоне концентраций не может существенно повлиять на величину  $\delta_Q$ . Погрешность  $\delta_T$ , рассчитанная по формуле (18), для нашего случая равна  $0,5\%$ .

#### Поглощение быстрых нейтронов в процессе замедления

Поглощение быстрых нейтронов в процессе замедления в водном растворе  $MnSO_4$  обусловлено в основном реакциями  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$  (порог реакции  $3,7$  Мэв) и  $S^{32}(n, \alpha)Si^{29}$  и  $S^{32}(n, p)P^{32}$  (порог реакции  $2$  Мэв). Эта поправка особенно существенна для Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронного источника, у которого  $\sim 46\%$  всех нейтронов имеют энергию более  $3,7$  Мэв и  $\sim 60\%$  — более  $2$  Мэв. Естественно, что часть нейтронов не

достигает области тепловых энергий и поэтому не участвует в процессе активации марганца. Потери быстрых нейтронов за счет поглощения в кислороде определены экспериментально в работе [28], где сравнивали плотности замедления нейтронов до 1,44 эв в воде и в парафиновом масле, не содержащем кислорода. По данным этой работы 2,5% нейтронов Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронного источника поглощаются кислородом воды. Позднее это значение было уточнено  $2,2 \pm 0,3\%$  [29]. Сравнение расчетных и теоретических данных о поглощении быстрых нейтронов в кислороде приведено в работе [30].

Используя последние теоретические и экспериментальные данные по измерениям сечения реакции  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$  [31] в интересующем нас диапазоне энергий нейтронов, мы рассчитали поправку на поглощение быстрых нейтронов по формуле

$$\alpha = \int_{E_1}^{\infty} \frac{N(E) \Sigma_0(E) dE}{\Sigma_{2n}(E)}, \quad (21)$$

где  $N(E) dE$  — число нейтронов источника, приходящееся на энергетический интервал от  $E$  до  $E+dE$ ;

$\Sigma_0(E)$  и  $\Sigma_{2n}(E)$  соответственно — макроскопические сечения захвата нейтронов кислородом и рассеяния на водороде;

$E$  — энергия нейтронов;

$E_1$  — порог реакции ( $n, \alpha$ ).

В результате расчета было получено значение

$$\alpha = (2,0 \pm 0,2) \%$$

В случае раствора  $MnSO_4$  в воде поглощение быстрых нейтронов зависит также от его концентрации и может быть подсчитано по выражению

$$k_0 = \alpha \left( \frac{8 + n_H/n_{Mn}}{n_H/n_{Mn}} \right), \quad (22)$$

где  $k_0$  — коэффициент, учитывающий поглощение быстрых нейтронов в кислороде раствора  $MnSO_4$  в воде.

В нашем случае для 20%-го раствора  $k_0 = 2,25$ . Для раствора  $MnSO_4$  добавочное поглощение быстрых нейтронов серой можно оценить, сравнивая среднее сечение реакции  $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$  с сечением реакции  $S^{32}(n, p)S^{32}(n, \alpha)$  в диапазоне 2—13 Мэв. Анализ результатов измерений сечений показывает, что в этом диапазоне энергий нейтронов среднее сечение поглощения серой примерно вдвое больше сечения поглощения кислородом. Но в связи с тем, что в растворе  $MnSO_4$  содержится кислорода больше чем серы, то при концентрации 20% доля поглощения нейтронов серой  $k_s$  незначительна (не более 0,13%). В результате полная поправка на поглощение быстрых нейтронов в растворе  $MnSO_4$  для концентрации 20% составляет  $k = (2,4 \pm 0,3)\%$ , а для 8%-ной концентрации  $MnSO_4$  она равна  $k = 2,2\%$ .

При аттестации Ra—Be( $\gamma, n$ )-нейтронного источника эту поправку не вводили, так как энергия нейтронов источника такого типа ниже порога рассматриваемых реакций.

#### Утечка нейтронов

Размеры используемого замедлителя недостаточны для того, чтобы полностью поглотить нейтроны, испускаемые Ra—Be( $\alpha, n$ )-источником.

Утечка нейтронов за пределы замедлителя может быть установлена двумя путями:

а) хорошо известно, что пространственное распределение плотности тепловых нейтронов для источника, находящегося в баке с водой, описывается на расстояниях, превышающих по радиусу 20 см, экспоненциальной зависимостью вида

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-r/L}, \quad (23)$$

где  $\rho_0$  — значение плотности потока тепловых нейтронов при расстоянии от источника до детектора  $r=20$  см, умноженное на квадрат расстояния;

$L$  — длина релаксации, зависящая от средней энергии нейтронов.

На основании результатов работ [32, 33], где указывается, что добавление поглотителя (борной кислоты) к чистой воде не изменяет значительно доли нейтронов, покидающих бак, выражение [23] можно использовать также для раствора  $MnSO_4$  в воде. Как было сказано выше, длины замедления нейтронов в воде и водном растворе  $MnSO_4$  отличаются незначительно. Поэтому долю нейтронов  $I$ , покидающих бак, можно оценить в соответствии с работой [29] по формуле

$$I = 1,5 \cdot e^{-0,10r}, \quad (24)$$

где  $r$  — в сантиметрах;

б) по данным работы [34], в которой измеряли зависимость поглощения нейтронов в растворе  $MnSO_4$  при различных размерах бака, величину утечки можно оценить по формуле

$$I = 1,9 \cdot e^{-0,105r}. \quad (25)$$

Для размеров нашего замедлителя утечка быстрых нейтронов источника, рассчитанная двумя методами, практически совпадает и составляет  $1,4 \pm 0,4\%$ .

Аналогичные расчеты для Ra—Be( $\gamma, n$ )-нейтронного источника показали, что утечка незначительна, и поэтому не было необходимости вводить соответствующую поправку. При расчетах среднюю энергию нейтронов такого источника принимали равной  $\sim 0,3$  Мэв, а длину релаксации рассчитывали по формуле

$$L(\text{см}) = 3,06 + 1,38 E_n (\text{Мэв}), \quad (26)$$

зайствованной из работы [35], и она составила 3,47 см.

#### Самопоглощение тепловых нейтронов

Из работы [28] следует, что в баке с чистой водой самопоглощение источника с общим суммарным сечением поглощения  $1,0 \text{ см}^2$  составляет  $0,75 \pm 0,3\%$ . В работе [36] измеряли при помощи марганцевых и золотых фольг плотность потока тепловых нейтронов вблизи Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника в воде. Для источника с общим сечением поглощения  $2,35 \text{ см}^2$  была получена поправка 1,6%, что для источника с сечением поглощения  $1 \text{ см}^2$  составляет 0,68%. Необходимо отметить еще работу Ривса [18], в которой для расчета самопоглощения использована двухгрупповая теория диффузии. Расчеты выполнены для различных длин замедления и разных нейтронных источников. Найденное для самопоглощения в источнике расчетное значение Ривса согласуется с экспериментальными данными, полученными также при помощи фольг из Mn и Au, составляет 0,82 для Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника с общим сечением поглощения  $1 \text{ см}^2$ . Нетрудно видеть, что все три измерения хорошо согласуются между собой и среднее значение их составляет 0,75%.

В отличие от воды, в баке с раствором  $MnSO_4$  плотность тепловых нейтронов в любой точке уменьшается в зависимости от концентрации раствора в соответствии с отношением макроскопических сечений поглощения, т. е.

$$\frac{\Sigma_H}{\Sigma_H + \Sigma_{Mn}} = 1 + \frac{n_{Mn} \sigma_{Mn}}{n_H \sigma_H} \quad (27)$$

Это отношение для 20%-ной концентрации  $MnSO_4$  составляет 0,62.

Таким образом, для 20%-го раствора поглощение уменьшается в 1,6 раза по сравнению с поглощением в чистой воде. Как видно из формулы (27), поправку на самопоглощение тепловых нейтронов можно несколько уменьшить, увеличивая концентрацию раствора.

Самопоглощение зависит от конструкции источника и, например, для источника 2ЭН-100 с общим сечением поглощения  $1,14 \text{ см}^2$  составляет  $(0,7 \pm 0,2)\%$  для концентрации 8% и  $(0,5 \pm 0,2)\%$  для концентрации 20%  $MnSO_4$ . В этих расчетах предполагали, что поглощающее вещество распределено равномерно по объему источника.

С другой стороны, потери на самопоглощение нейтронов в источнике можно значительно уменьшить, помещая его в центре полости диаметром 8—10 см, что приводит к ослаблению плотности потока тепловых нейтронов у источника. Для этих целей использовали алюминиевую сферу диаметром 10 см, толщиной стенок 0,5 см, в центре которой подвешивали источник. При наличии полости общее поглощение возрастает за счет добавочного поглощения в стенках поллой сферы, а поглощение в источнике существенно уменьшается. Поэтому в измерениях с полостью мы учитывали только поглощение в алюминиевой стенке, которое можно точно подсчитать. Результаты (для источника 2ЭН-500), полученные с учетом и самопоглощения в источнике и при измерениях с полостью, совпадают в пределах погрешности измерений. При этом учитывали, что при наличии полости возрастает утечка нейтронов из замедлителя (2,4% по сравнению с 1,4% без полости), а самопоглощением в Ra—Be( $\alpha, n$ )-источнике в случае измерений с полостью диаметром 10 см мы пренебрегали.

Из анализа экспериментальных и расчетных результатов определения поправок следует, что расчетные методы дают более точные результаты для поправки на резонансное поглощение в марганце, так же как и для других поправок (поглощение вследствие реакции  $O^{16}(n, \sigma)$ ,  $S^{32}(n, p)$ ,  $S^{32}(n, \alpha)$ , утечка нейтронов).

Таблица 3

Источник		Выход нейтронов, $10^{-6}$ нейтр/сек	Средняя квадратическая погрешность, $\delta Q$ %
тип	обозначение		
Ra—Be( $\gamma, n$ )	РА-21-4	0,290	1,2
Ra—Be( $\alpha, n$ )	2ЭН-500	6,33	1,3
То же	2ЭН-100	1,05	1,5
.	2ЭН-50	0,569	1,3
.	2ЭН-10	0,0998	1,5
.	HP-115	3,04	1,3
.	NRC-200-1	3,25	1,5

Выход эталонируемых источников мы рассчитывали по формуле (6). В табл. 3 приведены значения выхода нейтронов с учетом указанных выше поправок.



Средняя квадратическая погрешность  $\delta_Q$  определения выхода измеренных во ВНИИМ источников обусловлена следующими погрешностями:

1)  $\delta_N = \pm (0,1-0,7)\%$  — измерения наведенной активности погружаемым детектором;

2)  $\delta_A = \pm 1\%$  — измерения активности раствора  $MnSO_4$ , вылитого в бак;

3)  $\delta_a = \pm 0,2\%$  (входит в погрешность  $\delta_T$ ) — определения поправки на резонансное поглощение в марганце;

4)  $\delta_m = \pm 0,2\%$  — определения поправки на поглощение тепловых нейтронов в источнике;

5)  $\delta_{n,лMn} \rightarrow \pm 0,3\%$  (входит в погрешность  $\delta_T$ ) — измерения концентрации раствора;

6)  $\delta_l \rightarrow \pm 0,4\%$  — определения утечки нейтронов;

7)  $\delta_k \rightarrow \pm 0,3\%$  — определения поправки на захват быстрых нейтронов в кислороде и сере;

8) погрешностью  $\delta_N$  и  $\delta_{Mn}$  с которой известны сечения захвата тепловых нейтронов  $\sigma_N$  и  $\delta_{Mn}$  составляющей  $\pm 0,6\%$  (входит в  $\delta_T$ ).

Погрешность  $\delta_N$  зависит от величины выхода нейтронного источника и концентрации раствора, что обуславливает величину наведенной активности. Из выражения (4) следует, что погрешность измерения  $N$ , а значит и  $N_A$  и  $N_0$ , обусловлена только статистической погрешностью измерения скорости счета и может быть несколько уменьшена в результате проведения нескольких идентичных циклов облучений. Погрешность, обусловленная неопределенностью периода полураспада, составляет около 0,01%, и поэтому ее не учитывали.

Основной вклад в погрешность  $\delta_A$  составляет погрешность измерения удельной активности раствора методом  $4\lambda\beta$ -счета.

Окончательно погрешность измерения выхода нейтронов рассчитывается по формуле

$$\delta_Q = \sqrt{\delta_T^2 + \delta_A^2 + \delta_{N_A}^2 + \delta_{N_0}^2 + \delta_k^2 + \delta_l^2 + \delta_m^2}, \quad (28)$$

где  $\delta_Q, \delta_T, \delta_A, \delta_{N_A}, \delta_{N_0}, \delta_k, \delta_l, \delta_m$  — относительные погрешности измерения соответствующих величин.

Как видно из выражения (28), основной вклад в погрешность  $\delta_Q$  составляет погрешность измерения активности, утечки нейтронов, сечения и концентрации. Выражение (28) использовано для вычисления погрешности измерения выхода нейтронов для Ra—Be( $\alpha, n$ )-источников. При измерении Ra—Be( $\gamma, n$ )-нейтронных источников выражение (28) существенно упрощается, так как в этом случае не нужно вводить поправку на утечку  $l$  и поглощение быстрых нейтронов в кислороде и сере (т. е. исключаются поправки  $l$  и  $k$  в выражении (6) и  $\delta_l$  и  $\delta_k$  в выражении (28)).

Таким образом, средняя квадратическая погрешность измерения выхода нейтронов методом активации марганца составляет 1,3—1,5% для Ra—Be( $\alpha, n$ )- и 1,2% для Ra—Be( $\gamma, n$ )-нейтронных источников.

Анализ источников погрешностей метода показывает, что метод может обеспечить высокую точность измерения выхода нейтронов, особенно для Ra—Be( $\gamma, n$ )-источников.

Результаты, полученные методом активации марганца, находятся в удовлетворительном согласии с полученными во ВНИИМ методом сопутствующих частиц [37] для источников 2ЭН-100, 2ЭН-500 и НР-115 значениями  $Q$  (нейтр/сек):

$$2ЭН-100 = 1,03 \cdot 10^6 (\pm 1,4\%)$$

$$2ЭН-500 = 6,28 \cdot 10^6 (\pm 1,4\%)$$

$$НР-115 = 3,01 \cdot 10^6 (\pm 1,4\%).$$

Взвешенное среднее по результатам исследований двумя абсолютными методами дает следующие значения выхода нейтронов источников  $Q$  (нейтр/сек) [4]:

$$2ЭН-100 = 1,04 \cdot 10^6 (\pm 1,1\%)$$

$$2ЭН-500 = 6,30 \cdot 10^5 (\pm 1\%)$$

$$НР-115 = 3,03 \cdot 10^6 (\pm 1\%).$$

### Международные сличения нейтронных источников

Наилучшим способом проверки правильности измерений тем или другим методом является проведение взаимных сличений. При этом возможно как измерение различных источников в одной лаборатории, так и измерение одного и того же источника в различных лабораториях.

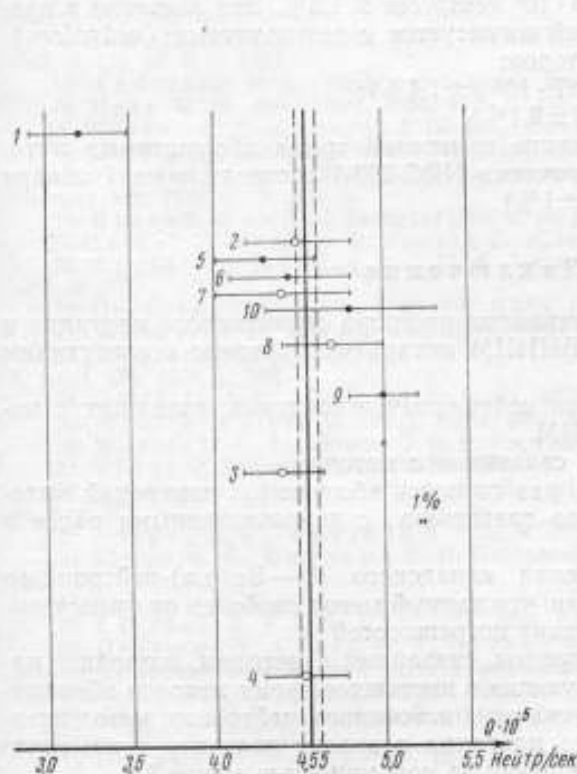


Рис. 9. Результаты сличений Ra—Be ( $\alpha, n$ )-нейтронного источника Н-23 лабораториями АН СССР.

Пунктир — погрешность среднего значения для выхода нейтронов источника Н-23. Светлыми кружками отмечены результаты, полученные методом активации марганца.

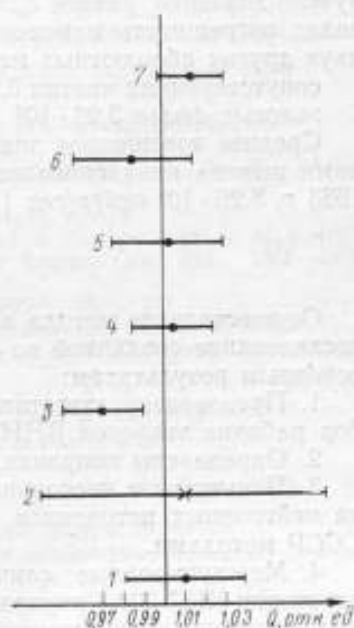


Рис. 10. Результаты международных сличений 1958 г.

Место, год сличения и погрешность: 1 — СССР, 1951 г.,  $\pm 3\%$ ; 2 — СССР, 1952 г.,  $\pm 7\%$ ; 3 — Бельгия, 1952 г.,  $\pm 2\%$ ; 4 — Швеция, 1954 г.,  $\pm 2\%$ ; 5 — Швейцария, 1955 г.,  $\pm 2,8\%$ ; 6 — США, 1955 г.,  $\pm 3\%$ ; 7 — Англия, 1956 г.,  $\pm 1,6\%$ .

Правая вертикальная линия — взвешенное или среднее мировое значение.

В Советском Союзе в 1951—1952 гг. проводили сличения Ra—Be ( $\alpha, n$ )-нейтронного источника Н-23. Результаты их представлены на рис. 9, где указан порядковый номер в таблице, опубликованной в работе [1]. Принимались во внимание как прямые измерения источника Н-23, так и результаты сравнения его выхода с выходом нейтронов источников различных лабораторий АН СССР и опубликованные в ра-

боте [1]. Погрешность измерений методом активации составляла 6,4% [2] и 6,9% [1]. В 1958 г. были опубликованы результаты международных сличений, проведенных Ларссоном [38], в которых впервые принял участие Советский Союз, причем непосредственно со шведским эталоном сравнивали источники Н-22 и Н-26 [38, 39]. Результаты этих сличений приведены на рис. 10, при этом источник Н-26 был измерен также с помощью метода активации марганца (отмечен звездочкой).

В соответствии с программой Международного бюро мер и весов в 1963 г. ВНИИМ принимал участие в международных сличениях канадского Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронного эталона NRC-200-1, который к тому времени был измерен уже в 10 национальных метрологических лабораториях [40]. Канадский эталон был измерен во ВНИИМ тремя абсолютными методами: сопутствующих частиц, активации золота и активации раствора сернистого марганца [41]. Методом активации марганца получено значение, равное  $3,26 \cdot 10^6$  нейтр/сек  $\pm 1,5\%$ . Это значение в пределах погрешности измерений согласуется с результатами (нейтр/сек) двух других абсолютных методов:

сопутствующих частиц  $3,27 \cdot 10^6 (\pm 1,4\%)$ ;

золотых фольг  $3,22 \cdot 10^6 (\pm 2,1\%)$ .

Среднее взвешенное значение измерений тремя абсолютными методами выхода канадского источника NRC-200-1 составляло на 1 января 1963 г.  $3,26 \cdot 10^6$  нейтр/сек ( $\pm 1\%$ ).

### Заключение

Осуществление метода активации раствора сернистого марганца и исследование созданной во ВНИИМ аппаратуры привело к следующим основным результатам:

1. Произведена аттестация нейтронных источников, входящих в набор рабочих эталонов ВНИИМ.

2. Определены поправки, связанные с методом.

3. Повышена в несколько раз точность абсолютных измерений выхода нейтронных источников по сравнению с использованными ранее в СССР методами.

4. Международные сличения канадского Ra—Be( $\alpha, n$ )-нейтронного источника NRC-200-1 показали, что данный метод свободен от существенных неучтенных систематических погрешностей.

5. Подробный анализ поправок, связанных с методом, позволяет надеяться, что из всех существующих в настоящее время методов абсолютного определения числа испускаемых источником нейтронов, метод активации раствора сернистого марганца позволит получить наивысшую точность измерений, характеризуемую погрешностью менее 1%.

Метод активации в растворе сернистого марганца является составной частью эталонного метода, стоящего во главе поверочной схемы по воспроизведению единицы плотности нейтронного потока в СССР, что является основой для поддержания единства нейтронных измерений в стране.

Авторы пользуются случаем выразить свою признательность к ф.-м. н. А. А. Константинову за приготовление  $\beta$ -источников и проведение абсолютных измерений их активности и А. Г. Котику за помощь в измерениях.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Безотосный В. М., Замятин Ю. С. Абсолютные измерения интенсивности нейтронных источников. «Атомная энергия», 1957, т. 2, вып. 4.

2. Давиденко В. А., Кучер А. М. Определение интенсивности нейтронных источников по активности, наводимой нейтронами в растворе марганцевокислого калия. «Атомная энергия», 1957, т. 2, вып. 4.
3. Глесстон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М., ИЛ, 1954.
4. Константинов А. А., Фоминых В. И., Ярицына И. А. Абсолютные измерения выхода нейтронных источников методом активации марганца. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
5. International Critical Tables, N. J. Mc Graw-Hill Book Co., 1928, v. 3.
6. Beange R. Neutron Dosimetry. Vienna, Intern. Atomic Energy Agency, 1963, v. 11, p. 3.
7. Константинов А. А., Кочин А. Е. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности  $\beta$ -излучателей. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 69(129). М.—Л., Стандартгиз, 1962.
8. Hughes D., Schwartz R. W. BNZ-325, 1958.
9. Geiger K. W. Neutron Dosimetry. Vienna, Intern. Atomic Energy Agency, 1963, v. 11, p. 369.
10. Bogart D., Shook D. «Trans. Am. Nucl. Soc.», 1962, June, v. 5, pt. 1, p. 54.
11. Hanson A. O. Fast neutron physics. N. I., Marion G., Fowler I. Intern. publishers, Inc., 1960, v. 1.
12. Romain F. A., Bonner T. W., Bramblet R. I., Hanna I. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, pt. 5, p. 1794.
13. Anderson H. L. Nuclear Sci. Series. Preliminary Report. 1948, No 3.
14. Hess W. N. Ann. Phys., 1959, v. 6, p. 115.
15. Watson E. C. General Electric Comp. HW-57293, 1958, in [16].
16. De Panger I. Nucl. «Instr. Methods», 1959, v. 5, p. 61.
17. Медвецки Л. Спектры нейтронов из источников Po-Be и Ra-Be. «Атомная энергия», 1962, т. 13, вып. 6.
18. Ryves T. B. «J. Nucl. Energy», 1964, v. 18, pt. 49, p. A/B.
19. Geiger K. W., Hum R., Jarvis C. «Canad. J. Physics», 1964, v. 42, p. 1097.
20. Egger C., Hughes D. I. U. S. Atomic Energy, Com. Rep. ANZ-4476, 1950, in [11].
21. De Juren I. A., Chin I. «J. Res. NBS», 1955, v. 55, p. 311.
22. Wunderer P. «Zeitschr. für angew. Phys.», 1958, Bd. 10, H. 12, S. 537.
23. Westcott C. H., Walker W. H., Alexander T. K. Second Geneva Conf. A (conf. 15), 1958, p. 202.
24. Griffiths A. O. «React. Sci. Technol.», 1961, v. 14, p. 18.
25. Maklin in Cote R. «Phys. Rev.», 1964, v. 134B, p. 1047.
26. Westcott C. H. «Report C. R. R. P.», 1960, p. 960, in [23].
27. Vidal R. Rapport CEA r-2486, 1964.
28. De Troyer A., Tavernier G. Bull. cl. Sci. Acad. roy. Belg., 1954, v. 40, pt. 2, p. 150.
29. Geiger K. W., Whyte G. N. «Can. J. Phys.», 1959, v. 37, p. 256.
30. Юдин М. Ф., Фоминых В. И. Нейтронная дозиметрия. М., изд-во стандартов, 1964.
31. Joanow G. D., Fenech H. «React. Sci. Technol.», 1963, v. 17, p. 425.
32. Larsson K. E. «Ark. für Physik», 1954, Bd. 7, S. 323.
33. Петржак К. А., Бак М. А., Петров Ю. Г., Эйсмонт В. П. Измерение отношения эффективных сечений захвата медленных нейтронов бором и водородом, марганцем и водородом. «Труды ИАН», 1956, т. 7, вып. 1.
34. Rumsey V. H., Ward A. G. (1948), Hanna G. C., Ruppals O. I. «Can. J. Phys.», 1956, v. 34, p. 959.
35. Петржак К. А., Бак М. А. Пространственное распределение медленных нейтронов в воде. «Труды ИАН», 1956, т. 7, вып. 1.
36. Felcher G. P., Germagnoli E., Musci M. «Energia Nucleare», 1960, v. 7, p. 31.
37. Карамян А. С., Кузнев Б. И. и др. Абсолютное определение числа нейтронов испускаемых источником методом сопутствующих частиц. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
38. Larsson K. E. «J. Nucl. Energy» 1958, v. 6, p. 322.
39. Дорофеев Г. А., Кутиков И. Е., Кучер А. М. Сравнение стандартных нейтронных источников СССР и Швеции. «Атомная энергия», 1957, т. 10, вып. 3.
40. Geiger K. W. «Can. J. Phys.», 1960, v. 38, pt. 4, p. 569.
41. Андреев О. Л., Силин Ю. С., Стуков Г. М., Фоминых В. И., Щеголев В. Т., Ярицына И. А. Международные сличения нейтронных источников. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 2.



**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА СОВПАДЕНИЙ (НЕЙТРОН-ГАММА)  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫХОДА НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

*Исследована возможность применения метода совпадений для измерения выхода нейтронных источников. С этой целью используется схема быстро-медленных совпадений. Нечувствительность детектора быстрых нейтронов к  $\gamma$ -излучению достигается путем селекции импульсов по форме, зависящей от типа возбуждающего излучения.*

Во всех методах измерения выхода нейтронных источников необходимо проведение абсолютных измерений. Это или определение эффективности поглощения нейтронов для используемого детектора в методе пространственного интегрирования, или измерение активности раствора марганца в методе активации. В методе сопутствующих частиц для определения числа быстрых нейтронов необходимо найти число заряженных частиц в полном телесном угле 4 $\pi$ . В гелиевом методе измерение выхода нейтронного источника связано с абсолютным измерением количества гелия, выделяющегося при поглощении нейтронов в растворе борной кислоты.

Как известно, метод нейтрон-гамма-совпадений позволяет непосредственно измерить выход источника, не прибегая к специальным абсолютным измерениям. В этом методе быстрые нейтроны, испускаемые источником, регистрируют непосредственно, и поэтому нет необходимости применять громоздкие замедлители.

В литературе нет достаточно полного описания применения метода совпадений для измерения выхода нейтронных источников. В сообщении Крауча и Диллера [1] только предлагается использовать этот метод, но не сделано попытки измерить выход нейтронного источника. В работе Фасана и Санджуста [2] по измерению нейтрон-гамма-совпадений был измерен выход нейтронного источника, но авторы использовали в работе детектор быстрых нейтронов с малой эффективностью (ZnS в полистироле) и большим временем высвечивания, что делало невозможным

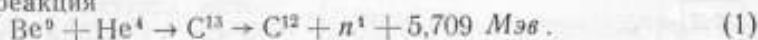
применение быстрых схем совпадения.

**Возможность применения метода совпадений для измерения выхода  
нейтронного источника**

Измерять активность радиоактивных источников методом совпадений впервые предложил Дануорт [3] еще в 1940 г. В последующие годы методу совпадений рассматривали в применении к различным видам излучений и схемам распада [4—6]. Метод совпадений удобен тем, что допускает использование счетчиков обычной конструкции, не требует

предварительного расчета их эффективности и введения специальной поправки на поглощение частиц в источнике, но применять этот метод возможно лишь при относительно простой и хорошо изученной схеме распада.

В радиоактивных источниках нейтронов, в которых используется смесь  $\alpha$ -активного вещества с бериллием (источники типа  $\alpha, n$ ), протекает ядерная реакция



Эта реакция экзотергическая, происходит с выделением энергии 5,7 Мэв и проходит через стадию образования составного ядра  $\text{C}^{13}$ , которое затем испускает нейтрон. Конечное ядро  $\text{C}^{12}$  может оказаться в возбужденном состоянии и при переходе на основной уровень испускать  $\gamma$ -кванты. Схема уровней ядра  $\text{C}^{12}$ , которые могут возбуждаться в результате реакции при энергии  $\alpha$ -частиц до 5,3 Мэв ( $\text{Po}^{210}$ ), показана на рис. 1 [7, 8].

Все исследователи, изучавшие данную реакцию, обнаружили одну  $\gamma$ -линию энергией 4,43 Мэв. Испускание  $\gamma$ -квантов этой энергии соответствует переходу  $\text{C}^{12}$  с первого возбужденного уровня на основной. Диллер и Крауч [9], изучая  $n$ - $\gamma$ -совпадения, нашли, что 60% нейтронов из реакции с  $\alpha$ -частицами  $\text{Po}$  на тонкой бериллиевой мишени сопровождается последующим  $\gamma$ -излучением с энергией квантов 4,43 Мэв. Время нахождения ядра  $\text{C}^{12}$  в первом возбужденном состоянии составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-14}$  сек [10]. Изучение данной реакции с энергией  $\alpha$ -частиц до 5,3 Мэв на тонкой мишени

указывает на существование трех групп нейтронов, соответствующих уровням ядра  $\text{C}^{12}$ : основному, 4,43 и 7,65 Мэв. Энергия  $\alpha$ -частиц 5,3 Мэв недостаточна для возбуждения уровней ядра  $\text{C}^{12}$  выше 7,65 Мэв. Переход ядра  $\text{C}^{12}$  с этого уровня на основной не может сопровождаться испусканием  $\gamma$ -квантов, так как переход типа  $0^+ \rightarrow 0^+$  является запрещенным. Определенная экспериментально интенсивность такого перехода не превышает 0,05% от интенсивности  $\gamma$ -излучения перехода 4,43 Мэв [11]. Снятие возбуждения с уровня 7,65 Мэв происходит главным образом испусканием  $\alpha$ -частиц. Парциальная ширина уровня для  $\alpha$ -эмиссии составляет  $\sim 1$  эв. Испускание квадрупольного излучения с энергией 3,2 Мэв или пар внутренней конверсии имеет парциальную ширину  $\sim 10^{-3}$  эв и  $4 \cdot 10^{-5}$  эв соответственно [12].  $\gamma$ -кванты с энергией 3,22 Мэв обнаружены экспериментально при исследовании реакции; их интенсивность оценивается  $\leq 3\%$  от интенсивности перехода 4,43 Мэв [13].

Из приведенных выше рассуждений следует, что большая часть нейтронов, получающихся в реакции (1), связана с образованием ядра  $\text{C}^{12}$  или в основном состоянии, или в возбужденном с энергией 4,43 Мэв.

Однако, кроме рассмотренной реакции (1), возможны еще две реакции, в которых также образуются нейтроны:

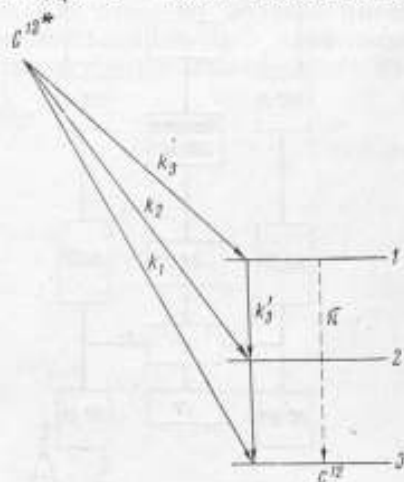
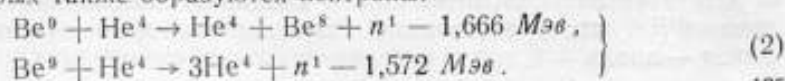


Рис. 1. Схема уровней при распаде ядра  $\text{C}^{12*}$ .

1 — 7,65 Мэв; 2 — 4,43 Мэв; 3 — 0.  
 $K_1 = 34\%$ ;  $K_2 = 56\%$ ;  $K_3 = 8\%$ ;  $K_1 \frac{1}{2} = 2\%$  — интенсивности отдельных ветвей распада.

Основное различие реакций (2) и (1) заключается в том, что в реакциях (2) не происходит испарения нейтрона составным ядром, а нейтрон образуется одновременно с двумя или тремя частицами при распаде составного ядра. В этих реакциях возможно образование нейтронов с энергиями, меньшими энергии нейтронов, испускаемых составным ядром  $C^{13}$  в реакции (1). Присутствие нейтронов малых энергий в спектре источника, если их энергия меньше энергетического порога детектора, могло бы вносить систематическую погрешность в оценку выхода нейтронных источников. В работе Гесса [14] сравниваются с экспериментальным спектром, полученным для Po—Be-источника, спектры нейтронов, рассчитанные в предположении:

1) что протекают только реакции (1) и 2) что протекают реакции (1) и (2). С опытными данными лучше согласуется спектр, рассчитанный по основной реакции (1). Поэтому можно предполагать, что реакции (2), имеющие порог 2,4 Мэв, не вносят заметного вклада в выход нейтронов при энергиях  $\alpha$ -частиц Po (5,3 Мэв) и Pu (5,15 Мэв). Но для источников нейтронов Ra—Be (максимальная энергия  $\alpha$ -частиц 7,68 Мэв) и Ac—Be (максимальная энергия  $\alpha$ -частиц 7,36 Мэв) реакции (2) более вероятны и, следовательно, в спектре возможно присутствие заметного количества нейтронов низких энергий.

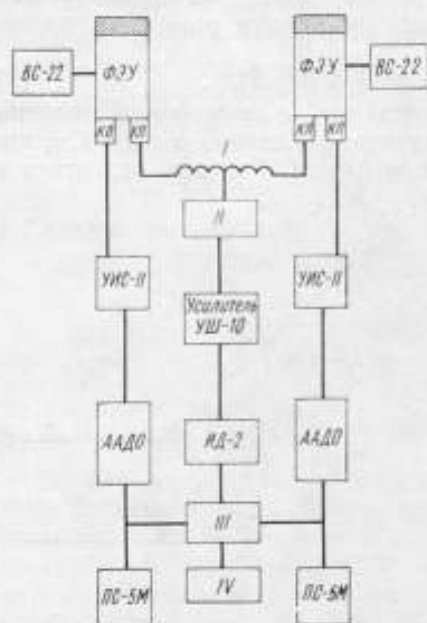


Рис. 2. Блок-схема установки.

BC-22 — стабилизированный выпрямитель; ФЭУ — фотоэлектрический умножитель; КФ — катодный повторитель; УИС-II и УШ-10 — усилители импульсов; ААДО — дискриминаторы импульсов; ИД-2 — интегральный дискриминатор; РС-5М — пересчетные установки; I — линия задержки; II — схема быстрых совпадений  $\tau \sim 10^{-9}$  сек; III — схема тройных совпадений типа ССА «Яблоны»; IV — пересчетный блок.

### Описание установки

В данной работе во ВНИИМ использована установка, собранная по схеме «быстро-медленных» совпадений (рис. 2). В двух сцинтилляционных детекторах для регистрации нейтронного и  $\gamma$ -излучений использованы фотоумножители ФЭУ-33 с монокристаллами NaJ(Tl) и стилибена. При обычных условиях стилибен чувствителен также и к  $\gamma$ -излучению, причем световой выход для электронов больше, чем для протонов той же энергии. Поэтому обычная дискриминация  $\gamma$ -излучения по амплитуде импульса при использовании органических кристаллов невозможна. Уменьшение чувствительности детектора нейтронов к  $\gamma$ -излучению было достигнуто на основе явления зависимости характера сцинтилляции некоторых органических фосфоров от типа возбуждающей частицы [15]. В литературе предложено несколько механизмов разделения импульсов нейтронов от импульсов  $\gamma$ -излучения на основе этого явления [16—21]. В детекторе ВНИИМ использован механизм насыщения электронного тока ФЭУ пространственным зарядом на промежутке «последний диод — анод».

Оба детектора и источник нейтронов помещали в центре комнаты на расстоянии 1,75 м от стен и потолка и 5—10 см — от источника. Одновременно измеряли три скорости счета: 1) нейтронов, 2)  $\gamma$ -квантов с энергией 4,43 Мэв и 3)  $n$ - $\gamma$ -совпадений.

### Экспериментальные результаты

При помощи  $\gamma$ -канала установки были изучены  $\gamma$ -спектры Po—Be, Pu—Be и As—Be-нейтронных источников. На  $\gamma$ -спектре Po—Be-нейтронного источника в области энергии до 5 Мэв (рис. 3) видны пики интенсивности в области 0,8 Мэв (1), а также 3,4 (2), 3,92 (3) и 4,43 Мэв (4). Пик 1 принадлежит  $\gamma$ -излучению полония. Как известно, полоний имеет  $\gamma$ -излучение с энергией 803 кэв и интенсивностью  $1,06 \cdot 10^{-2}$  квант/расп [22]. Пик 1 представляет собой фотоэлектрическое поглощение этого из-

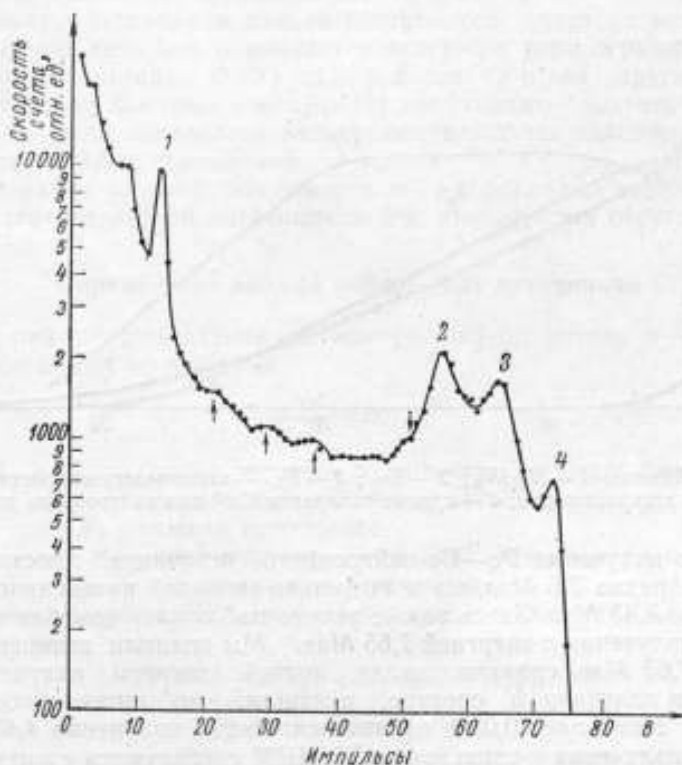


Рис. 3.  $\gamma$ -спектр Po—Be-нейтронного источника.

Пики: 1 — 0,8 Мэв; 2 — 3,41 Мэв; 3 — 3,92 Мэв; 4 — 4,43 Мэв.  
Стрелки указывают на связь пика с  $\gamma$ -излучением 3,22 Мэв (↓) или 2,4 Мэв (↑).

лучения в кристалле NaJ(Tl). Его энергия, определенная по  $\gamma$ -излучению  $Cs^{137}$  (661 кэв), оказалась равной 800 кэв. Пики 2, 3 и 4 представляют собой известную триаду пиков  $\gamma$ -излучения с энергией 4,43 Мэв. Поскольку механизм взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом для энергии 4,43 Мэв обусловлен комптоновским рассеянием и образованием пар, то пик 4 представляет собой полное поглощение энергии, пик 2 — соответствует вылету двух аннигиляционных квантов и пик 3 — одного.



Небольшое увеличение интенсивности, заметное в районе энергии 3,2 Мэв, обусловлено  $\gamma$ -излучением с энергией 3,22 Мэв (переход со второго возбужденного уровня на первый). Оно накладывается на комптоновское распределение более жесткой и более интенсивной линии с энергией 4,43 Мэв и более строго оценить интенсивности этой линии возможности нет. Пики в области энергий 2,2–2,3 Мэв обусловлены  $\gamma$ -излучением при захвате нейтронов водородом (энергия  $\gamma$ -квантов 2,226 Мэв). При измерении  $\gamma$ -спектра нейтронного источника, помещенного в парафиновом контейнере, происходило заметное увеличение интенсивности спектра в этой области энергии. Возможно, вклад в интенсивность излучения может внести также процесс неупругого рассеяния быстрых нейтронов на натрия, имеющем уровни возбуждения в области энергии 2,2–2,3 Мэв.

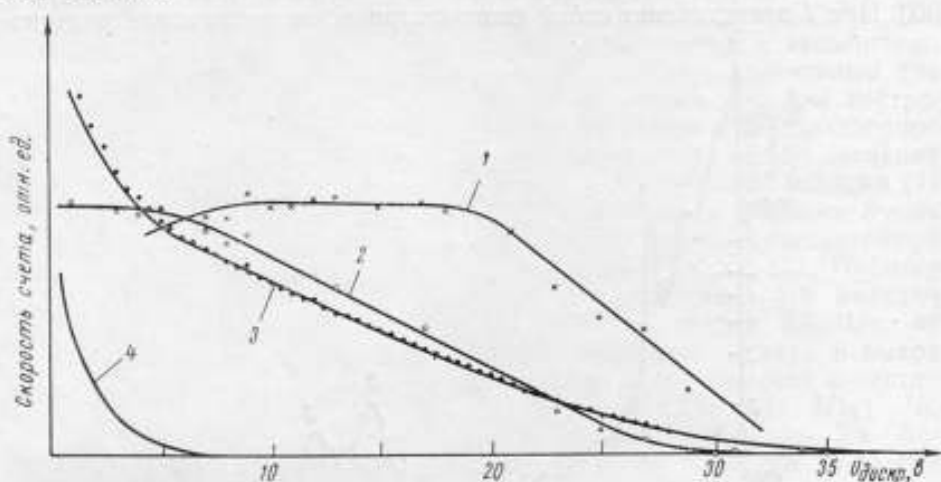


Рис. 4. Кривые: 1 —  $N_{\pi\gamma}/N_n$ ; 2 —  $N_{\pi\gamma}$ ; 3 —  $N_n$  — зависимости скорости счета от уровня дискриминации; 4 — кривая записания  $Co^{60}$  для нейтронного детектора.

Спектр излучения Po—Be-нейтронного источника простирается до энергий порядка 7,6 Мэв, но значительно меньшей интенсивности, чем в области до 4,43 Мэв. Здесь также можно наблюдать подобие триады пиков от  $\gamma$ -излучения с энергией 7,65 Мэв. Мы оценили интенсивность излучения 7,65 Мэв, сравнив вклад полной энергии излучений 7,65 и 4,43 Мэв в полученном спектре, и нашли, что интенсивность линии 7,65 Мэв составляет 0,03% от интенсивности излучения 4,43 Мэв. Результаты излучения  $\gamma$ -спектров во ВНИИМ согласуются с имеющимися в литературе данными [23–25].

В области энергий выше 0,8 Мэв  $\gamma$ -спектры Po—Be- и Pu—Be-нейтронных источников идентичны. As—Be-нейтронный источник имеет несколько  $\gamma$ -линий различных интенсивностей (самого As и продуктов его распада) с энергиями, не превышающими 1 Мэв. В спектре заметно выделяется из комптоновского фона  $\gamma$ -излучение с энергией порядка 820 кэв, принадлежащее  $Pb^{211}$  (830 кэв, 13%). Сравнение отношения интенсивностей  $\gamma$ -излучения возбужденных состояний  $C^{12}$  с энергией 7,65 Мэв к 4,43 Мэв для различных типов источников дало возможность судить об интенсивности возбуждения уровня 7,65 Мэв для различных энергий  $\alpha$ -частиц и показало, что для Po—Be- и Pu—Be-нейтронных источников отношение примерно одинаково. Для As—Be-источника во всех измерениях было получено вдвое большее отношение.

При исследовании детектора нейтронов, основанного на разделении пространственным зарядом ФЭУ импульсов нейтронов от импульсов  $\gamma$ -излучения. Для оптимального разделения использовали  $\alpha$ -частицы  $\text{Pu}^{250}$  (процесс высвечивания  $\alpha$ -частиц аналогичен этому процессу протонов) и  $\gamma$ -излучение  $\text{Co}^{60}$ . Рабочее смещение в нейтронном канале, определенное по дискриминации  $\gamma$ -излучения 4,43 Мэв, найдено равным 9 в (рис. 4). Эффективность такого детектора для нейтронов спектра Po—Be-источника равна 14%, а эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 4,43 Мэв не превышает 0,2% [26].

Разрешающее время  $\tau$  схемы быстрых совпадений (рис. 2), измеренное по  $n$ - $\gamma$ - и  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадениям, равно 10 нсек. Из-за разброса времени пролета нейтронов, сопровождаемых  $\gamma$ -излучением, разрешающее время не может быть менее  $5 \div 6$  нсек. При таком разрешающем времени детектор регистрирует 100%  $n$ - $\gamma$ -совпадений, что подтвердили измерения при разрешающем времени, превышающем 10 нсек.

Поскольку в медленном канале нейтронного детектора используется импульс, фронт которого оказывается задержан (при ограничении пространственным зарядом ФЭУ) на  $\geq 1$  мксек, то в два другие канала ( $\gamma$ -канал и канал быстрых совпадений) необходимо вводить задержку. Величина ее была определена экспериментально по максимальной скорости счета тройных совпадений.

Исследование угловой зависимости  $n$ - $\gamma$ -корреляции показало, что в пределах статистической погрешности 2% анизотропия отсутствует.

#### Определение выхода нейтронных источников

Выход нейтронного источника, измеренный по методу  $n$ - $\gamma$ -совпадений, рассчитывают по формуле

$$\frac{N_n N_\gamma}{N_{n\gamma}} = B N_0, \quad (3)$$

где  $N_n$ ,  $N_\gamma$  и  $N_{n\gamma}$  — число отсчетов в каналах: нейтронном, гамма и совпадений в единицу времени;

$N_0$  — выход источника;

$B$  — коэффициент, зависящий от схемы распада и чувствительности детекторов.

Для схемы распада  $\text{C}^{138}$  (рис. 1) полные выражения для  $N_n$ ,  $N_\gamma$  и  $N_{n\gamma}$  имеют вид:

$$\begin{aligned} N_n &= N_0 (k_1 \varepsilon_{n1} + k_2 \varepsilon_{n2} + k_3 \varepsilon_{n3}), \\ N_\gamma &= N_0 \varepsilon_\gamma (k_2 + k'_3), \\ N_{n\gamma} &= N_0 \varepsilon_\gamma (k_2 \varepsilon_{n2} + k'_3 \varepsilon_{n3}), \\ B &= \frac{(k_1 \varepsilon_{n1} + k_2 \varepsilon_{n2} + k_3 \varepsilon_{n3}) (k_2 + k'_3)}{k_2 \varepsilon_{n2} + k'_3 \varepsilon_{n3}}, \end{aligned}$$

где  $\varepsilon_\gamma$  — эффективность (полная) регистрации  $\gamma$ -излучения с энергией 4,43 Мэв;

$\varepsilon_{n1}$ ,  $\varepsilon_{n2}$ ,  $\varepsilon_{n3}$  — эффективности детектора для отдельных групп нейтронов;

$k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  и  $k'_3$  — интенсивности отдельных ветвей распада.

Коэффициент  $B$  может быть равен единице только при  $\varepsilon_{n1} = \varepsilon_{n2} = \varepsilon_{n3}$ , т. е. для детектора, эффективность которого не зависит от энергии нейтронов.

В работе [2] был использован детектор быстрых нейтронов типа «таблетка Горняка». Авторы, исходя из соображений о независимости изме-

ренного выхода нейтронного источника от смещения в нейтронном канале, пришли к выводу о независимости эффективности детектора от энергии нейтронов. Однако с этим выводом трудно согласиться, в работе [27], например, имеются сведения о зависимости эффективности детекторов такого типа от энергии. Для детекторов нейтронов вероятность регистрации определяется сечением взаимодействия (упругое и неупругое рассеяние, ядерные реакции, наведенная активность), которое, в свою очередь, является функцией энергии нейтрона. Поэтому невозможно создать детектор нейтронов, который имел бы одинаковую эффективность для нейтронов трех групп энергий.

В методе  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений в подобных случаях (когда имеется сложный  $\beta$ -спектр) экстраполируют значение  $\epsilon_\beta$  или  $N_{\beta\gamma}/N_\gamma$  до единицы. В методе  $n$ - $\gamma$ -совпадений нельзя воспользоваться способом экстраполяции. В нашем случае представляется возможным по известному значению абсолютной эффективности  $N_{n\gamma}/N_\gamma$  для нейтронов, сопровождаемых  $\gamma$ -излучением 4,43 Мэв, определить путем сравнения эффективности для нейтронов других энергетических групп. Такое сравнение с учетом средней энергии данной группы и величины порога регистрации было произведено во ВНИИМ.

Эффективность кристалла для отдельных групп нейтронов рассчитывали по формуле

$$\epsilon = A\sigma E_{\text{ср}} \left(1 - \frac{\Pi}{E_{\text{ср}}}\right), \quad (4)$$

где  $A$  — постоянная, связанная с размерами кристалла;

$\sigma$  — сечение упругого рассеяния;

$E_{\text{ср}}$  — средняя энергия отдельной группы нейтронов;

$\Pi$  — энергетический порог регистрации нейтронов.

При этом было принято, что  $\Pi = 1$  Мэв, и среднее значение энергий для отдельных групп нейтронов взято из работы Гесса [11]. Полученные результаты приведены в таблице.

$E_{\text{ср}}$	Сечение упругого рассеяния, $\sigma$ барн	Эффективность детектора $\epsilon_n$ отн. ед.	$\epsilon_n/\epsilon_{n2}$
8	1,135	$\epsilon_{n1} = 0,993$	0,685
3,7	1,99	$\epsilon_{n2} = 1,45$	1
1,3	4,69	$\epsilon_{n3} = 0,850$	0,586

Используя соотношение эффективностей из таблицы и значения интенсивностей отдельных ветвей распада  $C^{136}$  из рис. 1, мы вычислили значение коэффициента  $B = 0,875$  и выхода нейтронного источника

$$N_0 = \frac{N_n N_\gamma}{0,875 N_{n\gamma}} = 1,14 \frac{N_n N_\gamma}{N_{n\gamma}}. \quad (5)$$

Кривые экспериментальной зависимости скорости счета нейтронов  $N_n$  от уровня дискриминации в нейтронном канале приведены на рис. 4. По экспериментальным данным построено отношение

$$\frac{N_{n\gamma}}{N_n} = \frac{\epsilon_1(k_2 \epsilon_{n2} + k_3 \epsilon_{n3})}{k_1 \epsilon_{n1} + k_2 \epsilon_{n2} + k_3 \epsilon_{n3}}$$

Кривая 1 на рис. 4 имеет плато в средней части и спадает в области больших и малых значений порога дискриминации. Спад кривой при ма-

лых порогах дискриминации можно объяснить чувствительностью детектора нейтронов к  $\gamma$ -излучению (увеличение  $N_n$ ), а в области больших порогов — более быстрым уменьшением вклада нейтронов, сопровождаемых  $\gamma$ -излучением, по сравнению с суммарным вкладом всех групп нейтронов. Поэтому измерять  $N_n$  и  $N_{n\gamma}$  для определения выхода источника следует при пороге не менее 9 в (уровень дискриминации  $\gamma$ -излучения 4,43 Мэв).

Существование плато говорит о том, что в этом диапазоне смещений определении скорости счета нейтронов  $N_n$  участвуют все три группы и поэтому нет систематической погрешности в определении значения выхода источника, которая возможна из-за нечувствительности детектора к нейтронам, связанным с образованием ядра  $C^{12}$  во втором возбужденном состоянии. Это подтверждается также наличием горизонтального участка на кривой 1 рис. 4, где, очевидно, достигнут порог дискриминации, равный нулю в шкале энергии нейтронов. Поэтому значения  $N_n$  и  $N_{n\gamma}$  определяют в области смещений дискриминации  $\geq 10$  в, но не выходя за пределы плато.

Для измеренного Pu—Be-источника отношение  $N_n N_\gamma / N_{n\gamma} = 3,64 \cdot 10^5$ , а выход источника составляет  $4,16 \cdot 10^5$  нейтрон/сек.

Из приведенного выше следует, что выход нейтронного источника измеряется с учетом погрешности значений интенсивности отдельных ветвей распада ядра  $C^{13*}$  и средних энергий для трех групп нейтронов. Значение  $k_2$  известно с погрешностью  $\pm 10\%$ . Средние энергии отдельных нейтронных групп и порог, при котором сравнивали эффективности, известны также с погрешностью  $\pm 10\%$ . Полная погрешность определения коэффициента  $B$  составляет  $\pm 12\%$ .

Выход Pu—Be-нейтронного источника при измерении другим абсолютным методом составил  $(4,06 \pm 0,2) \cdot 10^5$  нейтрон/сек. Поэтому, если принять это значение за истинное, то для него по изложенному методу следует приписать для коэффициента  $B^{-1}$  значение 1,1, близкое к 1,14, которое отличается на 10% от значения, сообщенного в работе [2]. Мы полагаем, что использованный в данной работе детектор нечувствителен к нейтронной группе низких энергий, и поэтому значение выхода нейтронного источника занижено на 10% (что примерно соответствует интенсивности этой группы, по схеме распада составляющей 7%).

### Выводы

Определена возможность измерения выхода нейтронного источника по счету числа нейтрон-гамма-совпадений. Метод может быть использован для всех ( $\alpha, n$ )-бериллиевых источников, исключая радиевые.

Однако погрешность измерения данным методом значительно превосходит погрешности измерения выхода нейтронного источника широко распространенными методами.

Погрешности измерения выхода нейтронного источника методом счета нейтрон — гамма-совпадений принципиально возможно уменьшить, получив более достоверные данные о схеме распада  $C^{13*}$  или используя детектор нейтронов с постоянной эффективностью для всего спектра нейтронного источника.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Crouch M. F. и Dillel D. E. «Bull. Am. Phys. Soc.», 1953, v. 28, N 1, p. 32.
2. Fasana A. и Sangiust V. «Energia Nucl.», 1958, v. 5, N 12, p. 834.
3. Danworth J. V. «R. S. I.», 1940, v. 11, N 5, p. 167.



4. Wiedenbeck M. L. «Phys. Rev.», 1947, v. 72, p. 974.
5. Meyer K. P., Schmid P., Huber P. «Helv. Phys. Acta», 1959, v. 32, N 5, p. 423.
6. Steyn J. u Haasbroek F. J. Proceeding U. N. Internation Conference Peaceful Uses Atomic Energy 2 nd, Geneva, 1958, v. 21, p. 95.
7. Ajsenberg-Selovne. «Nucl. Phys.», 1959, v. 11, p. 1.
8. Steffen K. G., Hinrich O. u Neuert H. «Zeitschrift für Physik», 1956, 145B, 2H, p. 156.
9. Diller D. E. u Crouch M. F. «Phys. Rev.», 1954, v. 93, p. 362.
10. Fregean J. H. «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 225.
11. Alburger D. E. «Phys. Rev.», 1960, v. 118, p. 235.
12. Fast neutron physics. Ed. Marion J. B. Interscience publishers, Inc. New-York, 1960.
13. Bghian L. E., Halban H. H., Hussian T. u Sanders. «Phys. Rev.», 1953, v. 90, p. 1129.
14. Hess W. H. Annals of Physic, 1959, v. 6, p. 115.
15. Owen R. B. IRE Trans. N. S. 1958, v. 5, N 3, p. 198 u Nucleonics, 1958, v. 16, N 6, p. 54.
16. Brooks F. D. «Nucl. Instrument and Methods», 1959, v. 4, N 3, p. 151.
17. Дулин В. А., Казанский Ю. А., Кузнецов В. Ф. и Смиренкин Г. Н. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов с дискриминацией гамма-лучей по времени высвечивания. ПТЭ, 1961, № 2.
18. Дорошенко Г. Г. и Столярова Е. Л. Метод разделения импульсов от быстрых нейтронов и  $\gamma$ -лучей при помощи пространственного заряда ФЭУ. «Известия АН СССР» физ. сер., 1961, т. 25, № 1.
19. Дорошенко Г. Г., Филюшкин И. В. и Федоров В. А. Амплитудно-временная дискриминация  $\gamma$ -фона в сцинтилляционном спектрометре быстрых нейтронов. «Известия АН СССР», физ. сер., 1963, т. 27, № 7.
20. Бровченко В. Г. и Горлов Г. В. Разделение нейтронного и гамма-излучений по форме импульса в сцинтилляционном счетчике. ПТЭ, 1961, № 4.
21. Litherland A. E., Almqvist, Batchelor R. u Cove H. E. «Phys. Rev., Letts», 1959, v. 2, N 3, p. 104.
22. Bastin-Scoffier. «Compt. Rend. Acad. Sci» 1958, v. 247, N 25, p. 2333.
23. Bell P. K., Jordan W. H. «Phys. Rev.», 1950, v. 79, p. 392.
24. Guier W. H., Bertini H. u Roberts J. «Phys. Rev.», 1952, v. 85, p. 426.
25. Немцов Ю. А., Писаревский А. Н. Исследование  $\gamma$ -спектра Po—Be—нейтронного источника. «Труды РИАН», т. 9, стр. 72. М.—Л. Изд-во АН СССР, 1959.
26. Иванов Ю. В. Детектор быстрых нейтронов, нечувствительный к  $\gamma$ -излучению. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.
27. Koontz P. G. R. S. I., 1955, v. 26, p. 352.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАНОВКИ ВНИИМ  
ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ  
(ГРАФИТОВАЯ СФЕРА)

*Описаны результаты комплекса работ, предпринятых в связи с использованием графитового замедлителя ВНИИМ в качестве эталонной установки для сравнения выходов источников, испускающих нейтроны в широком диапазоне энергий. Приведены результаты экспериментального определения асимметрии распределения тепловых нейтронов в графите от источника  $T(d, n)Ne^4$ , чувствительности и эффективности установки, коэффициента мультипликации для  $Pu-Be(\alpha, n)$  источника, длины диффузии и длин замедления нейтронов в графите, а также средней энергии нейтронов от  $(\alpha, n)$ -источников. Найден эмпирический закон поглощения тепловых нейтронов в полости замедлителя. Оценена доля быстрых нейтронов, поглощаемых в графите в процессе замедления.*

Для измерения выхода источников и потоков нейтронов используются различные методы, основанные на замедлении нейтронов до тепловых энергий.

Известно [1], что если изотропный нейтронный источник с выходом  $Q$  поместить в замедляющую среду большого объема, в которой нейтроны с энергией выше тепловой не поглощаются или поглощаются очень слабо, то

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} q(E, r) r^2 \cdot dr. \quad (1)$$

где  $q(E, r)$  — число нейтронов в  $1 \text{ см}^3$  на расстоянии  $r$  от центра источника, проходящих за  $1 \text{ сек}$  при замедлении уровень энергии  $E$ .

Испытав ряд столкновений с ядрами замедлителя, быстрые нейтроны источника становятся тепловыми, и распределение их определяется законами диффузии, замедляющей способностью среды и начальной энергией. В этом случае

$$Q = \frac{A}{T}. \quad (2)$$

где  $A = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 \cdot dr$  — число тепловых нейтронов в системе;

$T$  — время их жизни;

$\rho(r)$  — концентрация на расстоянии  $r$ .

Соотношение (2) позволяет сравнивать потоки быстрых нейтронов по количеству тепловых в системе, если при замедлении нейтронов с различными начальными энергиями не происходит размножения или поглощения их.

Таким образом, чтобы определить число тепловых нейтронов в замедлителе, а следовательно, и выход источника, необходимо знать истин-

ное распределение концентрации тепловых нейтронов  $\rho = \rho(r)$ , которое позволяет сравнивать также и энергетические характеристики нейтронных источников.

Так как скорость взаимодействия нейтронов с веществом пропорциональна плотности потока, то для определения функции  $\rho = \rho(r)$  следует использовать детекторы с ядрами, у которых эффективное сечение взаимодействия с нейтронами подчиняется в тепловой области закону  $1/v$ . Такому требованию полностью удовлетворяют ядра бора [2].

Скорость реакции  $M(r)$ , производимой тепловыми нейтронами с концентрацией  $\rho(r)$  в детекторе объемом  $V_d$ , содержащем  $n_d$  ядер в  $1 \text{ см}^3$ , будет

$$M(r) = V_d n_d \sigma_d \rho(r) v_0, \quad (3)$$

где  $v_0$  — средняя скорость тепловых нейтронов;

$\sigma_d$  — сечение взаимодействия, соответствующее скорости  $v_0$ .

Если детектор представляет собой, например, пропорциональный газовый счетчик, то не все взаимодействующие нейтроны приведут к возникновению и регистрации импульсов, число которых  $N(r)$  будет связано с числом взаимодействующих нейтронов  $M(r)$  соотношением

$$N(r) = KM(r), \quad (4)$$

где коэффициент  $K < 1$ .

Таким образом, эффективность установки  $\epsilon_0$  по отношению к тепловым нейтронам равна

$$\epsilon_0 = \frac{N(r)}{\rho(r)} = KV_d n_d \sigma_d v_0 = K\epsilon. \quad (5)$$

Тогда соотношение (2) примет вид

$$Q = K_0 J, \quad (6)$$

где

$$K_0 = \frac{4\pi}{T\tau_0} \text{ и } J = \int_0^{\infty} N(r)r^2 \cdot dr. \quad (7)$$

Когда детектор используют в одном и том же замедлителе, величина  $\epsilon = \text{const}$ ; в то же время значение коэффициента  $K$ , входящего в равенство (5), зависит от коэффициентов газового и радиотехнического усиления, соотношения между физическим и эффективным объемами детектора, уровня дискриминации и мертвого времени регистрирующей аппаратуры. Следовательно, для относительных измерений достаточно лишь соблюдения условия  $K_0 = \text{const}$ , которое приводит также к пропорциональности числа регистрируемых каждую секунду импульсов  $N(r)$  истинной концентрации тепловых нейтронов  $\rho(r)$ . Задача же абсолютного измерения выхода  $Q$  сводится к определению  $K_0$ .

Одним из способов решения такой задачи является создание источника нейтронов, выход которого известен с высокой точностью, и градуировка с его помощью замедлителя.

### Экспериментальная установка

В качестве специального источника нейтронов при эксперименте была использована ядерная реакция  $T(d, n)He^4$ , в которой каждой  $\alpha$ -частице соответствует один нейтрон. Эта реакция идет при сравнительно малых энергиях дейтронов, ускоренных в нейтронном генераторе, конструкция и устройство которого подробно описаны в работе [3]. При создании источника было обращено особое внимание на расчет телесного угла для де-

тектирования  $\alpha$ -частиц, конструкцию мишенного держателя и  $\alpha$ -счетчика, обеспечение равномерности распределения тока дейтонов по тритиевой мишени с помощью магнитного поля, измерение ускоряющего напряжения, оценку фоновых эффектов, физические характеристики счетного устройства, анализ получаемых результатов и их погрешностей. Интегральный выход нейтронов из этого источника был измерен с погрешностью, не превышающей 0,6%.

При сравнении измеренного числа нейтронов энергией 14 Мэв (реакция  $T(d, n)He^4$ ) с числом нейтронов, испускаемых любым другим источником ( $\alpha$ - $n$ ,  $\gamma$ - $n$  и пр.), где энергетический спектр имеет довольно сложную форму, необходимо точно знать спектральную чувствительность детектирующего устройства.

Для замедления нейтронов обычно используют воду, парафин и графит. Вода дешева и удобна в обращении; в ней легко перемешать автономный детектор или растворить его вещество. В последнем случае интегрирование легко производится простым перемешиванием раствора после активации. Однако в воде происходят реакции на кислороде, идущие с поглощением нейтронов [4]. Парафин обычно используют в твердой фазе, и чаще всего он не бывает однородным по объему.

При интегрировании плотности потока значительный вклад в величину  $J$  выражения (6) вносят участки, соответствующие малым расстояниям от детектора до источника, для которых экспериментальных значений  $N(r)$  нет и приходится прибегать к экстраполяции, что увеличивает погрешность измерения. Кроме того, для воды и парафина точный анализ процесса замедления нейтронов практически невозможен вследствие рассеяния на водороде. Графит более всего подходит для замедляющей среды, так как он является самым чистым рассеивающим материалом и, следовательно, удобен для теоретического анализа замедления нейтронов.

Вследствие большой длины диффузии в графите экстраполяции в центре и на периферии не влияют на погрешность измерения числа нейтронов в системе, а соотношение между длиной диффузии и длиной замедления таково, что уход нейтронов за пределы ограниченного блока почти не изменяется с ростом энергии первичных нейтронов вплоть до  $\sim 14$  Мэв. В графите размножение на быстрых нейтронах до энергий  $\sim 20$  Мэв [2] и поглощение до  $\sim 8$  Мэв [5] не происходит.

Кроме того, в водородосодержащих средах трудно найти такое оптимальное положение счетчика тепловых нейтронов и источника, при котором чувствительность детектора не зависела бы от энергии нейтронов в широком диапазоне. Напротив, в графите имеется такая область (или точка), где результат сравнения выходов источников не зависит от спектральной чувствительности, о чем свидетельствуют экспериментальные данные и теоретические расчеты [6, 7]. Поэтому материалом для замедлителя ВНИИМ был выбран графит (сфера диаметром  $2a=4$  м, рис. 1).

Конструктивно замедлитель представляет собой графитовый шар, состоящий из 20 горизонтальных слоев со скошенными гранями, каждый из которых собран из отдельных прямоугольных призм с максимальными размерами  $200 \times 200 \times 600$  мм. Зазоры между слоями и отдельными призмами (за исключением периферических поясов) не превышает 0,3 мм. Основанием графитового шара служат два нижних собственных слоя, имеющих форму квадрата. Для крепления периферических призм использованы стальные трубки внешним диаметром 20 мм, толщиной стенок 2 мм и средней длиной 250 мм. Внутренняя полость их плотно набита порошком графита. Вес трубок составляет 6% от веса всего шаро-



вого слоя, в котором они расположены (на рис. 1 эта область ограничена пунктирной кривой).

В центре шара имеется полость диаметром  $2a_1 = 40$  см. Два наклонных канала (1 и 3) диаметром 90 мм пересекают его по хордам, близким к диаметру, под одним и тем же углом  $\sim 24^\circ$ ; их проекции на горизонтальную плоскость взаимно перпендикулярны. Имеется также вертикальный канал 2, который ведет непосредственно к центру полости.

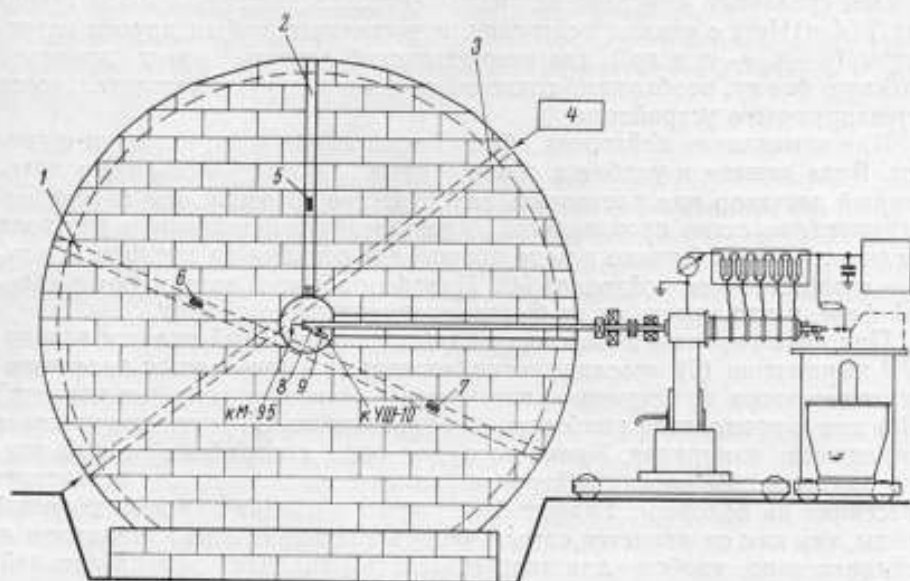


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1, 2, 3 — измерительные каналы; 4 — измерительное устройство; 5, 6, 7 — детекторы тепловых нейтронов; 8 — мишень ускорителя; 9 —  $\alpha$ -счетчик с торцовым отверстием.

Расположение каналов 1—3 обеспечивает возможность измерения меридионально-широтного распределения тепловых нейтронов в замедлителе и тем самым проверить его симметрию.

Если обозначить через  $R$  текущую координату по оси наклонного канала,  $r$  — расстояние от центра замедлителя до точки измерения и  $s$  — кратчайшее расстояние от центра до оси канала, то нетрудно видеть, что относительные погрешности измерения  $\delta r$  и  $\delta R$  связаны соотношением

$$\delta r = \frac{1}{1 + \frac{r^2}{R^2}} \delta R, \quad (8)$$

и, следовательно, всегда  $\delta r < \delta R$ .

Это обстоятельство важно для случая измерений на малых расстояниях, когда погрешность определения  $r$  может внести существенный вклад в погрешность измерения площади, ограниченной кривой распределения тепловых нейтронов, особенно в водородосодержащих средах.

Каждый из каналов заполнен графитовыми вкладышами со ступенчатыми (для предотвращения вращения) срезами на концах; их перемещение контролируют с погрешностью, не превышающей 0,5 мм, специальным измерительным устройством 4 с дублирующей системой отсчета.

В одном из вкладышей 5, 6, 7 каналов находится детектор тепловых нейтронов, в качестве которого использован пропорциональный борный счетчик (обогащение В<sup>10</sup> до 84%). Измерение производят счетчиками двух типов. Один из них представляет собой отпаянный цилиндрический стеклянный баллон (диаметр 23 мм, длина 100 ÷ 130 мм), внутренняя поверхность которого вакуумным распылением покрыта тонким слоем алюминия, являющимся катодом. Анодом служит константановая нить диаметром 0,1 мм. Счетчики наполнены трехфтористым бором до давлений 13 300 ÷ 26 600 н/м<sup>2</sup> (100 ÷ 200 мм рт. ст.). Наклон плато не превосходит 0,03% на 1 в при длине ~ 200 в, наклон кривой запирающая ~ 0,3% на 1 в.

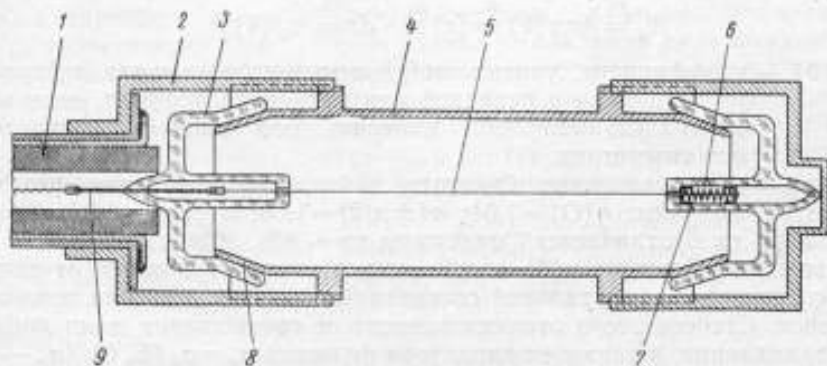


Рис. 2. Миниатюрный борный счетчик.

1 — высокочастотный кабель РК-50; 2 — экранирующий цилиндр; 3 — стеклянный изолятор; 4 — корпус; 5 — нить; 6 — отверстия для заполнения; 7 — пружина для создания постоянного напряжения нити; 8 — шпиф с глифталцевой смолой; 9 — платиновый электрод.

Счетчик второго типа (рис. 2) представляет собой герметичный сосуд, состоящий из медного катода с толщиной стенок 0,5 мм и двух стеклянных изоляторов, соединенных с корпусом с помощью нагретых шлифа и глифталцевой смолы. Анод — константановая или вольфрамовая нить диаметром 0,025 ÷ 0,100 мм; давление 13 300 ÷ 80 000 н/м<sup>2</sup> (100—600 мм рт. ст.). Максимальные габариты счетчика (с защитными колпачками): диаметр 18 мм, длина 55 мм; внутренний диаметр 12 мм, расстояние между концами изоляторов 30 мм. Длина плато 75 ÷ 150 в, наклон 0,04% на 1 в.

Через горизонтальный канал замедлителя в центр полости вводят тритиевую мишень с  $\alpha$ -счетчиком и ионспроводом нейтронного генератора или любой другой источник нейтронов.

Импульсы от счетчиков регистрируются с помощью промышленной электронной аппаратуры.

### Измерения и результаты

В любых измерениях с графитовым замедлителем ВНИИМ пользовались по меньшей мере двумя, расположенными в различных каналах борными счетчиками: № 1 — подвижным и № 2 — неподвижным (монитор).

Асимметрия распределения тепловых нейтронов в графите от источника  $T(d, n)He^3$ . Если рассмотреть анизотропный источник нейтронов с цилиндрической симметрией около некоторого направления, то число тепловых нейтронов в системе выразится соотношением

$$A_1 = 2 \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \rho(r, \theta) r^2 \sin \theta \cdot d\theta dr, \quad (9)$$

где  $\theta$  — угол относительно выбранного направления в лабораторной системе координат.

Когда число быстрых нейтронов  $N^r$ , испускаемых источником в единице телесного угла, есть монотонная функция от  $\theta$  и

$$\left. \frac{dN^r}{d\theta} \right|_0^{\pi/2} = - \left. \frac{dN^r}{d\theta} \right|_{\pi/2}^{\pi},$$

что имеет место для реакции  $T(d, n)He^4$  при малых энергиях дейтронов, то выражение (9) можно представить в виде

$$A_1 = 4\pi n(\theta) \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 \cdot dr = n_1(\theta) A, \quad (10)$$

где  $n(\theta)$  — коэффициент, учитывающий асимметрию выхода нейтронов из источника в передней или задней полусферах, если концентрацию нейтронов измерять под углом  $\theta$  относительно оси симметрии.

Учитывая распределение быстрых нейтронов  $N^r(\theta)$  для реакции  $T(d, n)He^4$ , получим:  $n(0) = 1,04$ ;  $n(\pm\pi/2) = 1,00$ ;  $n(\pm\pi) = 0,96$ . Таким образом,  $A_1$  от  $A$  отличается максимум на  $\sim 4\%$ . Однако в любом замедлителе коэффициент  $n(\theta)$  значительно меньше отличается от единицы из-за наличия азимутальной составляющей плотности тока тепловых нейтронов. Степень этого отличия зависит от соотношения длины диффузии и замедления, а также от характера функции  $\sigma_s = \sigma_s(E, \theta)$  ( $\sigma_s$  — сечение рассеяния).

Таблица 1

Измерительный канал	Часть канала	$\theta^\circ$	$n(\theta)_{\text{теор}}$	$n(\theta)_{\text{эксп}}$
Левый	Верхняя	126	1,021	1,004
	Нижняя	34	0,969	0,994
Правый	Верхняя	110	1,013	1,002
	Нижняя	49	0,982	0,997
Вертикальный	—	90	1,000	1,000

В табл. 1 показано угловое расположение измерительных каналов относительно направления дейтронного пучка и даны усредненные в соответствии с нецентральностью расположения измерительных каналов значения  $n(\theta)_{\text{теор}}$ , рассчитанные по угловому распределению быстрых нейтронов.

Значения  $n(\theta)_{\text{эксп}}$  получены из результатов измерений распределения тепловых нейтронов по всей длине каналов.

Для исключения возможного влияния подложки тритиевой мишени [8] на распределение быстрых нейтронов в лабораторной системе координат измерения были проведены с различными мишенными камерами, в которых плоскости мишени находятся под углами  $45, 30$  и  $10^\circ$  к направлению дейтронного пучка.

В табл. 2 приведены средние значения отношений концентраций нейтронов в нижнем и верхнем участках левого канала в зависимости от расстояния  $R$  до его центра.

Таблица 2

$R, \text{ м}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1
$\frac{N(R)_{\text{низ}}}{N(R)_{\text{верх}}}$	1,003	1,008	1,012	1,011	1,012	1,012	1,008	1,009	1,008	1,007	1,006

Переходя к координате  $r$  и вводя веса в соответствии с функцией  $f(r) = N(r)r^2$ , получим

$$\frac{N(r)_{\text{низ}}}{N(r)_{\text{верх}}} - 1 = 0,96\%,$$

соответствующее же теоретическое значение этой величины равно  $\sim 5,2\%$ .

Таким образом, асимметрия распределения тепловых нейтронов в графите, полученного от точечного источника быстрых нейтронов, меньше асимметрии последнего в  $\sim 5,4$  раза.

**Расстояние постоянной чувствительности.** В работе Уоллеса [7] для весьма широкого диапазона энергии первичных нейтронов и параметров среды теоретически была решена задача нахождения вида функции распределения тепловых нейтронов от точечного или распределенного источника быстрых нейтронов в средах, удовлетворяющих условиям применения диффузионной теории. Для случая сферы радиуса  $a$  с концентрической полостью радиуса  $a_1$ , в центре которой помещен источник быстрых нейтронов с выходом  $Q$ , решение имеет вид

$$\rho(r) = \frac{QT}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1} \alpha_m \sqrt{1 + (a_1 \alpha_m)^2} e^{-\alpha_m^2 \tau_0}}{[\alpha + (a - a_1)(\alpha_m)^2] (1 + \alpha_m^2 L^2)} \cdot \frac{\sin \alpha_m (a - r)}{r}, \quad (11)$$

где  $\alpha_m$  — корни трансцендентного уравнения

$$\operatorname{tg} \alpha (a - a_1) = -a_1 \alpha, \quad (12)$$

$\tau_0 = L_s$  — длина замедления до тепловой энергии;

$L$  — длина диффузии.

Анализ выражения (11) показывает, что в средах с длиной диффузии больше длины замедления должна существовать некоторая сферическая поверхность (или шаровой слой), в каждой точке которой плотность тепловых нейтронов пропорциональна внешнему излучению источника независимо от начальной энергии нейтронов в диапазоне от  $\sim 0,5$  до  $\sim 15$  Мэв.

Выражение (11) можно переписать в виде

$$\rho(r) = \Omega \sum_{m=1}^{\infty} K(r) \frac{e^{-\alpha_m^2 \tau_0}}{1 + \alpha_m^2 L^2} = \Omega C_m(r, L, \tau_0, d_m), \quad (13)$$

где  $\Omega = \text{const}$ , т. е.  $Q_{\tau_1} = Q_{\tau_2} = \dots = Q_{\tau_n}$ .

В табл. 3 приведены результаты расчета концентрации тепловых нейтронов (при условии  $\Omega = 1$ ) в точке  $r = 0,82$  м для графитовой сферы диаметром  $2a = 4$  м с концентрической полостью диаметром  $2a_1 = 0,4$  м и  $L = 0,52$  м для различных  $\tau_0$  при  $m = 6$  (точность расчета  $\sim 0,1\%$ )

Таблица 3

$\tau_0$	517,6	457,5	437,2	429,0	416,2	401,2	392,0	380,0	374,4	0,0
$C_m$	5,510	5,512	5,512	5,512	5,510	5,506	5,504	5,498	5,495	4,625



Из табл. 3 видно, что найденная теоретически чувствительность системы в точке  $r=0,82$  м к тепловым нейтронам ( $\tau=0,0$ ) на 16% ниже, чем к нейтронам с энергией  $\sim (14 \div 1)$  Мэв.

При выводе формулы (11) не были учтены эффекты размножения и поглощения быстрых нейтронов, т. е. предполагалось, что эффективность системы по отношению к замедлению не зависит от энергии нейтронов.

Введем в рассмотрение величину

$$b(r) = \frac{N(r)}{\int_0^{\infty} N(r) r^2 \cdot dr} = \frac{\rho(r)}{\int_0^{\infty} \rho(r) r^2 \cdot dr}, \quad (14)$$

где

$$N(r) = N'(r) - NC_d(r);$$

$N'(z)$  — скорость счета импульсов от борного счетчика в точке  $r$  замедлителя;

$NC_d(r)$  — скорость счета в той же точке, обусловленная надкадмиевыми нейтронами и ядрами отдачи.

Так как  $\int \rho(r) r^2 \cdot dr = \text{const}$ , то  $b(r)$  пропорционально  $\rho(r)$ . Умножая правую и левую части равенства (14) на  $r^2$  и произведя интегрирование, получим

$$\int_0^{\infty} b_i(r) r^2 \cdot dr = 1, \quad (15)$$

где  $i$  означает, что функция  $b_i(r)$  получена с источником, испускающим нейтроны с начальной энергией  $E_i$ .

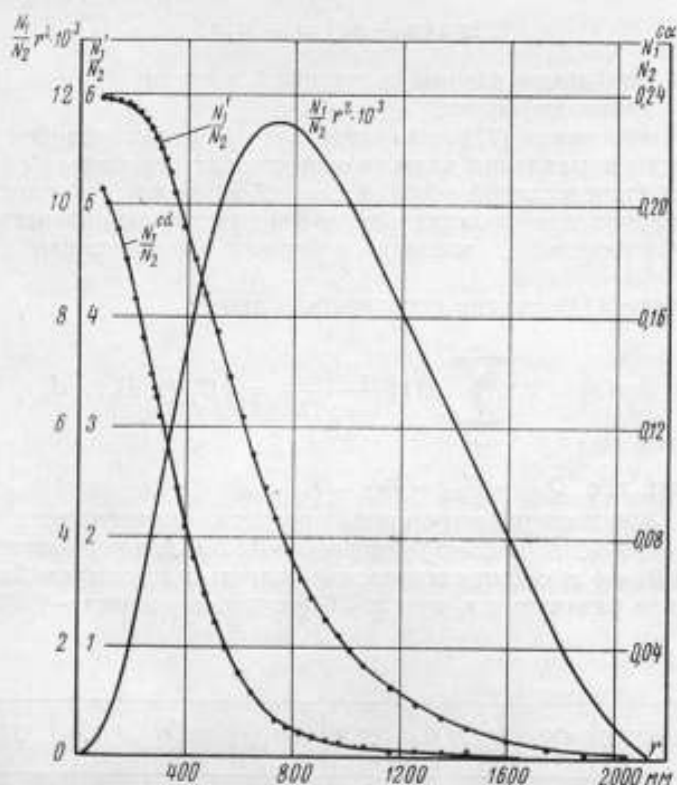


Рис. 3. Кривые распределения тепловых нейтронов в графитовой сфере для Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника.

Таким образом, концентрация тепловых нейтронов нормирована на число нейтронов в системе, и, следовательно, функция  $b(r)$  индифферентна к поглощению и размножению быстрых нейтронов при замедлении, т. е. полностью аналогична функции  $\rho(r)$  формулы (11).

Необходимо также заметить, что величина  $b(r)$ , полученная экспериментально, не зависит от свойств детектора и регистрирующей аппаратуры, что является большим преимуществом ее по сравнению с экспериментальной величиной  $N(r)$ .

На рис. 3 изображены кривые распределения тепловых нейтронов в графитовой сфере от Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника. Скорость счета импульсов от подвижного счетчика  $N_1$  отнесена здесь к скорости счета  $N_2$  от неподвижного счетчика, расположенного во втором канале. Площадь, ограниченная кривой распределения, равна

$$\int \frac{N_1(r) - N_1 C_d(r)}{N_1(r_0)} r^2 \cdot dr$$

и пропорциональна выходу источника.

Ввиду наличия полости диаметром 0,4 м мы избавлены от введения экстраполяционной поправки на близкие расстояния от источника, где может быть  $\epsilon_0 \neq \text{const}$  в связи с тем, что детектор небесконечно тонкий и не располагается по поверхности сферы, а источник имеет заметный объем.

На рис. 4. приведены аналогичные рис. 3 кривые для источника  $T(d, n)He^4$ . Вклады соответствующих участков  $\int_{R_j}^{R_k} N(r) r^2 \cdot dr$  в общую площадь  $\int_{a_1}^a N(r) r^2 \cdot dr$  показаны в табл. 4

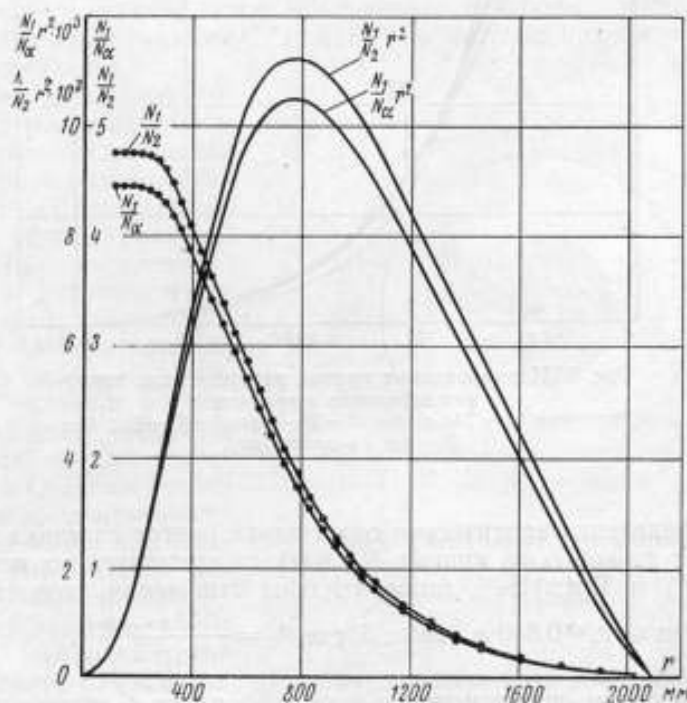


Рис. 4. Кривые распределения тепловых нейтронов в графитовой сфере для источника  $T(d, n)He^4$ .

$R_j, \text{ м}$	0,00	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00	1,20	1,40	1,60	1,80	2,00
$R_k, \text{ м}$	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00	1,20	1,40	1,60	1,80	2,00	2,15
$J_{jk}/J, \%$	1,2	7,8	15,1	18,9	17,1	14,5	11,2	7,8	4,8	2,3	0,3

На рис. 5 приведены полученные экспериментально кривые распределения нормированных плотностей тепловых нейтронов от источников:  $T(d, n)He^4$  (1),  $Pu-Be(\alpha, n)$  (2),  $Ra-Be(\alpha, n)$  (3),  $Po-Be(\alpha, n)$  (4) и от теплового  $Cd$  (5), которые свидетельствуют о том, что в графите существует расстояние постоянной чувствительности  $r_0$  в полном соответствии с теорией. Для графитовой сферы диаметром 4 м область одинаковой спектральной чувствительности находится на расстоянии 82 см от центра источника.

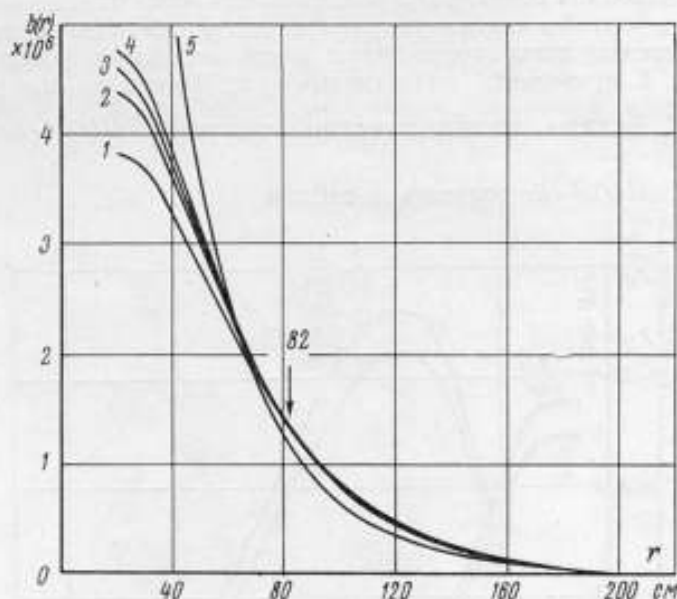


Рис. 5. Нормированные кривые распределения тепловых нейтронов в графите.

Источники: 1 —  $T(d, n)He^4$ ; 2 —  $Pu-Be$ ; 3 —  $Ra-Be$ ; 4 —  $Po-Be$ ; 5 — кадмиевые.

Для определения критичности совмещения центра счетчика тепловых нейтронов с точкой  $r_0$  из кривых  $N=N(r)$  соответствующих источникам  $Ra-Be(\alpha, n)$  и  $T(d, n)He^4$ , были найдены отношения скоростей счета вблизи точки  $r_0$ ;  $r_0=0,840 \text{ м}$  (табл. 5, где  $A_I = \frac{N(r_I)_{Ra-Be}}{N(r_I)_{T-d}}$ ).

Таким образом, при изменении  $r$  на  $\pm 10 \text{ мм}$  от  $r_0$  отношение скоростей счета изменяется всего лишь на  $\mp 0,2\%$ .

Таблица 5

$r_1, \mu$	0,81	0,83	0,84	0,85	0,87
$\frac{A_1}{A_0} - 1, \%$	+1,07	+0,22	+0,00	-0,22	-0,67

В точке постоянной чувствительности количество надкадмиевых нейтронов в графите для случая Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника составляет  $(0,75 \pm 0,02) \%$  от тепловых.

Исследования, проведенные с источниками As—Be( $\alpha, n$ ), Po—Be( $\alpha, n$ ), спонтанным (Pu<sup>240</sup>) и Ra—Be( $\gamma, n$ ) показали, что чувствительность системы со счетчиком тепловых нейтронов, расположенным на расстоянии  $r_0$ , к нейтронам первых трех источников такая же, как и к нейтронам, испускаемым в реакции T( $d, n$ )He<sup>4</sup>. Для нейтронов Ra—Be( $\gamma, n$ )-источника чувствительность ниже на  $\sim 4,8 \%$ .

### Относительная эффективность системы

Взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами замедляющей среды характеризуется эффективными сечениями соответствующих процессов. Как известно, при замедлении нейтронов энергией до 14 Мэв в графите могут происходить четыре реакции: 1) упругое рассеяние  $C^{12}(n, n')C^{12}$ ; 2) неупругое рассеяние  $C^{12}(n, n')C^{12*}$ ,  $C^{12*} \rightarrow C^{12} + \gamma$  с порогом около 4,4 Мэв; 3) неупругое рассеяние  $C^{12}(n, n')^3\alpha$  с порогом около 7,7 Мэв; 4) поглощение  $C^{12}(n, \alpha)Be^9$ .

Первые три реакции не приводят к исчезновению нейтрона, и, следовательно, не изменяют количества источников тепловых нейтронов. Однако, если в спектре источника имеются нейтроны, энергия которых превышает порог реакции  $C^{12}(n, \alpha)Be^9$ , то часть из них поглотится в процессе замедления.

Чтобы определить величину поглощения быстрых нейтронов источника в графите, необходимо понизить их энергию до уровня порога реакции. Это можно осуществить, поместив источник в так называемый предварительный замедлитель, для которого наиболее подходящим является водородосодержащее вещество (парафин, полиэтилен и т. п.). С увеличением толщины предварительного замедлителя все более и более уменьшается число первичных нейтронов, имеющих энергию, достаточную для возникновения реакции  $C^{12}(n, \alpha)Be^9$ , при этом, однако, возрастает доля тепловых нейтронов, поглощаемых водородом. Геометрия эксперимента представлена на рис. 6. В центральную полость графитового замедлителя поме-

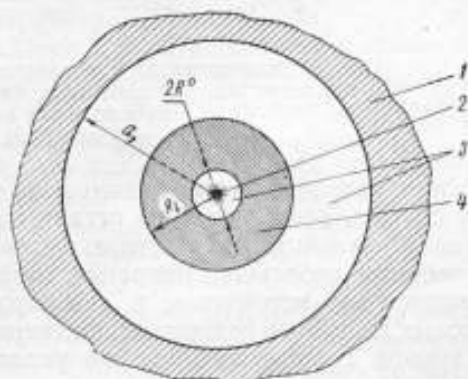


Рис. 6. Схема опыта с предварительным замедлителем.  
1 — графит; 2 — источник; 3 — полость; 4 — полиэтилен.



щают полиэтиленовые шары с различными и точно известными (до 0,1 мм) размерами  $R_i$ , внутри каждого из которых находится соответствующий источник. Число тепловых нейтронов в системе характеризуется величиной.

$$J_i = \int_{R^0}^{R_i} N(r) r^2 \cdot dr + \int_{a_1}^a N(r) r^2 \cdot dr.$$

При этом первый член вносит незначительный, но изменяющийся вклад в общую площадь, ограниченную кривой распределения. На рис. 7 приведены результаты экспериментального определения эффекта поглощения (уменьшение числа нейтронов в системе) тепловых нейтронов полиэтиленом для Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника. Кривая 1 соответствует геомет-

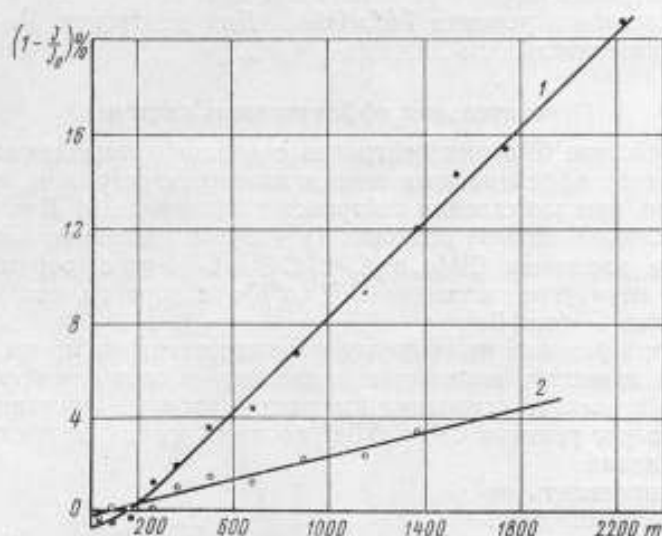


Рис. 7. Экспериментальные данные по определению эффекта поглощения быстрых нейтронов Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника в графите в процессе замедления.

рическим условиям, изображенным на рис. 6, а кривая 2 соответствует тому случаю, когда источник остается в центре полости и полиэтиленовый шар опущен на ее дно, т. е. когда происходит только поглощение (за вычетом небольшой поправки, пропорциональной телесному углу, образованному источником и диаметральной сечением поглотителя) тепловых нейтронов водородом предварительного замедлителя. Все 10 точек кривой 2 достаточно хорошо укладываются на прямую.

$$y_1 = -0,18 + 0,0025 m,$$

где  $y_1 = (1 - J_i/J_0) \%$

и масса  $m$  полиэтилена измерена в граммах.

Из кривой 1 следует, что для предварительного замедлителя больших размеров поглощение изменяется линейно с его массой (восемь экспериментальных точек дают уравнение  $y = -1,9 + 0,010m$ ), а для малых размеров (первые пять точек) поглощение описывается квадратичной параболой с отрицательным свободным членом ( $y_0 = -0,67$ ). Две эти

кривые совмещены в пятой точке так, что функции и их первые производные равны.

Таким образом было обнаружено «отрицательное» поглощение для Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника, что соответствует увеличению числа тепловых нейтронов в системе на  $(0,5 \pm 0,4)\%$ .

Этот эффект можно определить также путем сравнения выходов Ra—Be( $\alpha, n$ )- и Po—Be( $\alpha, n$ )-источников с предварительным замедлителем и без него. Соответствующее значение поглощения, полученное этим методом, равно  $(0,3 \pm 0,4)\%$ . Следовательно, эффект поглощения быстрых нейтронов Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника в процессе замедления в графите составляет  $(0,4 \pm 0,3)\%$ .

Последний метод был использован также для определения эффективности графитового замедлителя к нейтронам T( $d, n$ )He<sup>4</sup>-источника. Абсолютные измерения выхода нейтронов из реакции T( $d, n$ )He<sup>4</sup> осуществлялись методом сопутствующих частиц.

Таблица 6

$R_i, \text{см}$	0,00	7,27	7,85	8,45	$\bar{M}$
$MQ_R/Q_0$	1,00	0,928	0,925	0,936	0,930

В табл. 6 приведены отношения  $M$  выхода Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника  $Q_R$ , когда он помещен в предварительный замедлитель радиуса  $R$ , к выходу  $Q_0$  в чистом графите. Средняя квадратическая погрешность  $S(\bar{M}) = 0,6\%$ .

Однако при прохождении через предварительный замедлитель нейтронов с энергией 14 Мэв может происходить их поглощение углеродом полиэтилена. Этот эффект был рассчитан по предложенному В. В. Нефедовым [9] методу для определения вероятности поглощения 14 Мэв нейтронов кислородом в процессе замедления в воде. Результаты расчета приведены в табл. 7. В ней:

$n$  — число актов столкновения нейтрона с водородом;

$q_n^{\max}$  — вероятность того, что нейтрон, испытавший  $n$  столкновений с протоном, поглотится ядром углерода в предположении, что сечение поглощения в зависимости от энергии можно представить в виде  $\sigma_{\text{погл}}(E) = \sigma_{\text{погл}}(E_0)$ , где  $E_0 \approx 14 \text{ Мэв}$ ;

$q_n^{\min}$  — то же в предположении, что  $\sigma_{\text{погл}}(E) = A + BE$ , где  $A = \text{const}_1$ ;  $B = \text{const}_2$ ;

$$P_0 = \frac{\sigma_{\text{погл}}(E_0)}{\sigma(E_0)} = 0,29;$$

$\sigma(E_0)$  — сечение взаимодействия нейтрона с энергией  $E_0$ , отнесенное к одной  $\text{CH}_2$ -группе полиэтилена.

Таблица 7

$n$	$q_n^{\max}   P_0$	$q_n^{\min}   P_0$
0	1,00	1,00
1	0,24	0,14
2	0,03	0,01
$\Sigma$	1,27	1,15

Если предположить, что истинная вероятность  $q$  поглощения лежит между полученными крайними значениями, то  $q = 1,21$ ,  $P_0 = 0,35$ .

Средняя квадратическая погрешность  $S(q) = 0,009$  и определяется погрешностями, с которыми измерены соответствующие сечения. Необходимо заметить, что средняя

длина свободного пробега нейтрона в полиэтилене равна  $\sim 6$  см, а длина замедления до тепловой энергии  $\sim 13$  см. Измерение возраста нейтронов «источника», состоящего из полиэтиленового шара диаметром 16,9 см, окружавшего  $T(d, n)He^4$ -источник, позволило оценить среднюю энергию испускаемых им нейтронов. Она оказалась равной  $\sim 6$  Мэв. Поэтому можно предположить, что лишь очень небольшая часть первичных нейтронов уходит за пределы предварительного замедлителя без столкновений.

Расчет, результаты которого приведены в работе Фильдхауза и Каллифорда [10], дает значение соответствующего эффекта  $\approx (3,8 \pm 1,0)\%$ , что согласуется со значением, полученным нами.

Таким образом, за счет реакции  $C^{12}(n, \alpha)Be^9$  в процессе замедления в графите поглощается  $(7,0 \pm 3,5) = 10,5\%$  нейтронов с начальной энергией 14 Мэв. Средняя квадратическая погрешность равна 1,1%.

### Распределение и поглощение тепловых нейтронов в полости замедлителя

Полость, образованная в замедлителе, представляет собой аномальный участок диффузионного нейтронного поля. Ее используют для определения сечений взаимодействия тепловых нейтронов с веществом, коэффициента искажения потока поглотителем, градуировки дозиметрических приборов, постановки биологических и других экспериментов на реакторах. Особенности, присущие полости, послужили основой для создания эталонного теплового потока в США и Канаде [11, 12].

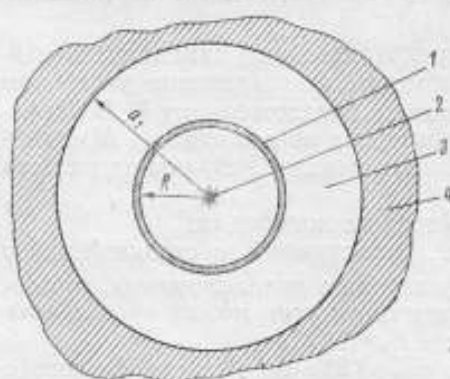


Рис. 8. Схема опыта по определению поглощения тепловых нейтронов в полости замедлителя.

1 — кадмий; 2 — источник; 3 — полость; 4 — графит.

Рассмотрим полость с геометрической и полевой изотропностью, представляющую собой концентрическую сферу с центральным источником в ней. В этом случае [13] вероятность попадания теплового нейтрона в элемент объема полости не зависит от его координат, и, следовательно, концентрация нейтронов постоянна; ее уровень определяется длинами диффузии и замедления среды, а также размерами полости и выходом источника.

При внесении в полость поглотителя концентрация тепловых нейтронов в ней изменяется, а вероятность поглощения определяется в первом приближении отношением поверхностей полости и поглотителя.

В наших экспериментах (рис. 8) поглотителями служили кадмиевые сферы с диаметрами  $2R_1$  и толщиной стенок 0,8 мм и был использован  $Ra-Be(\alpha, n)$ -источник. Одинаковая толщина кадмиевых сфер обеспечивает идентичность изменения спектра быстрых нейтронов источника.

Для каждой сферы была получена кривая распределения тепловых нейтронов и после графического интегрирования — величина

$$J_i = \int_{a_1}^a N(r)r^2 \cdot dr.$$

Таким образом учитывалось интегральное изменение числа тепловых нейтронов в системе в зависимости от свойств помещаемого в полость поглотителя. Результаты измерения приведены в табл. 8.

На рис. 9 показаны зависимости  $y=f_1(R)$  (кривая 1) и  $y=f_2(m)$  (кривая 2), полученные путем обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов. Здесь  $m$  — масса кадмиевых сфер. При подборе вида функциональной зависимости мы исходили из требования минимальной дисперсии  $S^2$  соответствующих уравнений. Этому условию не удовлетворяла точка, полученная с кадмиевой сферой наибольшего диаметра (пунктирная кривая), поэтому она не была принята во внимание.

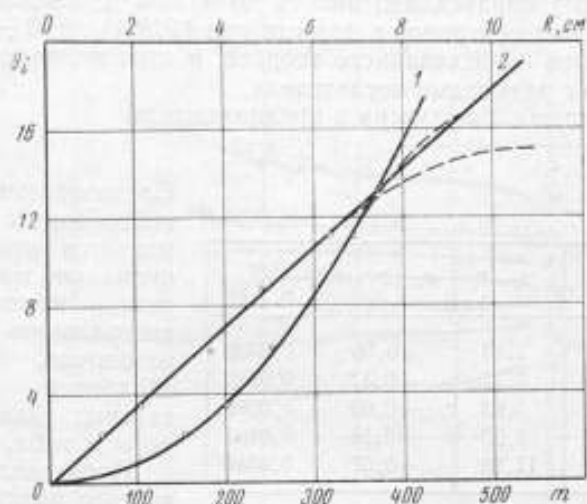


Рис. 9. К определению эмпирического закона поглощения тепловых нейтронов в полости.

В табл. 9 и 10 приведены результаты обработки пяти экспериментальных точек в предположении, что поглощение тепловых нейтронов подчиняется параболической зависимости от радиуса поглотителя  $R$ , (кривая 1 на рис. 9)

$$y = b_0 R + c_0 R^2, \quad (16)$$

Таблица 8

$m, г$	$R_1, см$	$V_1, см^3$	$J_1$	$y_1 - (1 - J_1/J_0) \cdot \%$
0,000	0,000	0,000	16 759 556	0,00
61,690	3,123	7,1780	164 096 762	2,19
106,386	4,070	12,3785	161 631 478	3,56
185,004	5,080	21,5267	157 498 734	6,02
243,426	6,105	28,3238	152 858 252	8,79
320,211	6,930	37,2581	148 807 168	11,21
526,553	8,440	61,2670	142 455 236	15,00



Таким образом, если  $y$  выражено в процентах, то уравнение (16) примет вид

$$y = -0,095R + 0,249R^2. \quad (16')$$

Перейдя к аргументу  $R/R_0$  (где  $R_0=20$  см), получим

$$y = -1,90 \frac{R}{R_0} + 99,48 \frac{R^2}{R_0^2}. \quad (16'')$$

Выражение (16'') справедливо вплоть до  $R/R_0 \approx 1/3$ ; следовательно, поглощение тепловых нейтронов в полости при  $(R/R_0)^2 \approx 0,02 \div 0,10$  примерно на 7% меньше предсказанного теорией, и отклонение от него изменяется линейно с размерами поглотителя.

На рис. 9 кривая 2 получена в предположении

$$y = a_0 + b_0 m. \quad (17)$$

Таблица 9

$R_1$ , см	$y_1$ , %	$y_2$ , %	$y_1 - y_2$ , %	$(y_1 - y_2)^2$
3,123	2,19	2,13	+0,06	0,0036
4,070	3,56	3,73	-0,17	0,0289
5,080	6,02	5,93	+0,09	0,0081
6,105	8,79	8,69	+0,10	0,0100
6,930	11,21	11,28	-0,07	0,0049

Таблица 10

$s^2$	$s^2(b_0)$	$s^2(c_0)$	$b_0$	$c_0$
0,0218	0,00381	0,00011	-0,0951	0,2487

Таблица 11

$a_0$	$b_0$	$s^2$	$s^2(a_0)$	$s^2(b_0)$
-0,168	0,0356	0,0905	0,444	$1,05 \cdot 10^{-5}$

для большинства поглотителей плотность нейтронов вблизи края полости остается практически постоянной, а уменьшение ее с приближением к источнику объясняется увеличением площади сегмента на поверхности полости, вырезаемого телесным углом, образованным счетчиком и диаметральной сечением поглотителя.

Таким образом, при предположении, что источником тепловых нейтронов является поверхность полости, введение концентрического поглотителя не искажает в первом приближении распределения в ней тепловых нейтронов.

Концентрация нейтронов в точках наименьшего градиента по радиусу (например, для  $r=17$  мм) изменяется для  $60 < m < 600$  г по закону

$$N_m = N(0) (1,068 - 0,023 \sqrt{m}) \quad (18)$$

Следовательно, число нейтронов в системе изменяется прямо пропорционально массе поглотителя, помещаемого в центральную полость замедлителя. Результаты обработки экспериментальных данных приведены в табл. 11.

Представляет также интерес выяснить зависимость изменения концентрации тепловых нейтронов в полости от количества помещаемого в нее поглотителя и искажение функции распределения нейтронов в полости.

На рис. 10 представлены зависимости  $N' = N'(r)$  в полости для кадмиевых сфер различного диаметра  $R_0 \div R_6$ , полученные с помощью миниатюрного борного счетчика. Как видно из рисунка,

Для  $m < 60$  г следует предположить, что  $N(m) \approx m$ , однако экспериментальные данные отсутствуют (см. табл. 8).

На рис. 10 кривая  $R_0$  представляет собой зависимость концентрации тепловых нейтронов в полости от расстояния для чистого источника без поглотителя. Эта кривая была получена в отдельном дополнительном эксперименте и изучена (табл. 12 и 13). В столбцах 6 и 7 табл. 12 приведены результаты обработки 12 точек в предположении линейной зависимости

$$N(x) = a_0 + b_0 x. \quad (19)$$

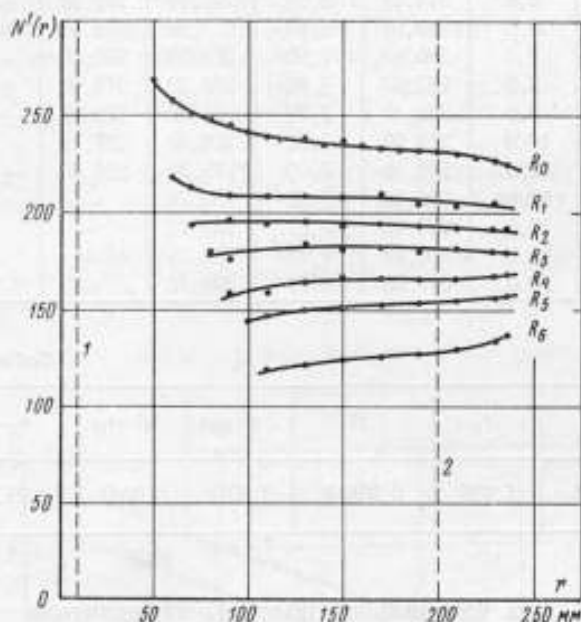


Рис. 10. Кривые распределения тепловых нейтронов в полости для кадмиевых поглотителей различного диаметра  $R_{0-6}$

1 — граница источника; 2 — граница полости.

После подстановки из табл. 13 в выражение (19) полученных значений будем иметь

$$N(x) = N(a_1) \cdot (1 + 0,00425 x), \quad (19')$$

где  $x = a_1 - r_1$ ;  $9 < r < 20$  см.

В области  $r < 9$  см концентрация тепловых нейтронов изменяется обратно пропорционально первой степени расстояния от источника до точки наблюдения, по крайней мере, начиная с  $r = 5$  см ( $x = 15$  см).

Из табл. 12 и 13 видно, что распределение надкадмиевых нейтронов в полости, составляющих  $\sim 2,5\%$  от общего числа нейтронов, регистрируемых ВФ<sub>3</sub>-счетчиком, описывается той же функцией, что и распределение тепловых нейтронов, т. е.

$$\frac{1 - N(r)/N(a_1)}{1 - N(r)_{Cd}/N(a_1)_{Cd}} = \text{const.}$$

Следовательно, источником надкадмиевых нейтронов также является поверхность полости, а чувствительность детектора к нейтронам источника пренебрежимо мала.

Таблица 12

Номер точки	$a_1 - r$ , см	$N_1(r)$	$N'_{Cd}(r)$	$N_1(r)$	$N_{0I}(r)$	$N_1 - N_{0I}$
1	0	273,25	6,65	266,60	265,91	+0,69
2	1,0	273,23	6,63	266,60	267,04	-0,47
3	2,0	273,52	6,94	266,58	268,16	-1,58
4	3,0	276,55	6,56	270,00	269,29	+0,71
5	4,0	277,29	7,00	270,29	270,42	-0,13
6	5,0	278,88	6,35	272,03	271,54	+0,49
7	6,0	280,63	6,83	273,80	272,67	+1,13
8	7,0	280,82	7,29	273,53	273,79	-0,26
9	8,0	282,22	6,99	275,23	274,92	+0,31
10	9,0	282,45	7,29	275,16	276,05	-0,89
11	10,0	283,92	7,32	276,60	277,17	-0,57
12	11,0	286,50	7,69	278,81	278,30	+0,51
13	12,0	292,00	7,62	284,38	—	—
14	13,0	297,10	7,97	289,13	—	—
15	14,0	306,63	8,28	298,35	—	—
16	15,0	317,55	8,79	308,76	—	—

Таблица 13

$a_0$	$b_0$	$S^2$	$S^2(a_0)$	$S^2(b_0)$	$a_1$ , см
265,91	1,126	0,05643	0,2017	0,0047	20,0

Таким образом, в центральной полости замедлителя ВНИИМ по радиусу концентрация тепловых нейтронов изменяется всего лишь на ~5%, и это изменение подчиняется закону  $1/r$ .

#### Длина диффузии в графите

Данные, использованные для нахождения эмпирических закономерностей (16) и (17), позволили определить также длину диффузии в графите.

Если сферически симметричный источник тепловых нейтронов помещен в полость замедлителя, то распределение концентрации описывается формулой

$$\rho(r) = \frac{Q_1 T}{4\pi L^2 \left(1 + \frac{a_1}{L}\right)} \cdot \frac{e^{-\frac{r-a_1}{L}}}{r} \quad (20)$$

Однако для реального источника поглотителем и источником тепловых нейтронов является весь замедлитель и определение длины диффузии в этом случае не представляется возможным. Если ввести в полость поглотитель тепловых нейтронов (например, кадмиевую сферу), расположенный сферически симметрично относительно источника (рис. 8), то

число импульсов  $N'(r)$ , регистрируемых счетчиком, изменится на  $\Delta N(r) = N'(r) - N'_{Cd}(r)$ , причем

$$\Delta N(r) = n(r) = \frac{Q_i T \varepsilon_0}{4\pi L^2 (1 + \frac{a_1}{L})} \cdot \frac{e^{-\frac{r-a_1}{L}}}{r}, \quad (21)$$

где  $L$  — длина диффузии;

$a_1$  — радиус полости;

$r$  — расстояние до центра источника;

$Q_i$  — выход так называемого «отрицательного» источника.

Переходя к системе отсчета  $a_1 = 0$ , получим

$$n_i(r) = \frac{Q_i T \varepsilon_0}{4\pi L^2 r} e^{-r/L}. \quad (21')$$

Логарифмируя выражение (21'), придем к линейному уравнению относительно  $r$ ; наклон кривой дает диффузионную длину

$$\ln [n_i(r) \cdot r] = \ln \frac{Q_i T \varepsilon_0}{4\pi L^2} - \frac{1}{L} r \quad (22)$$

или

$$y = a_0 + b_0 x. \quad (22')$$

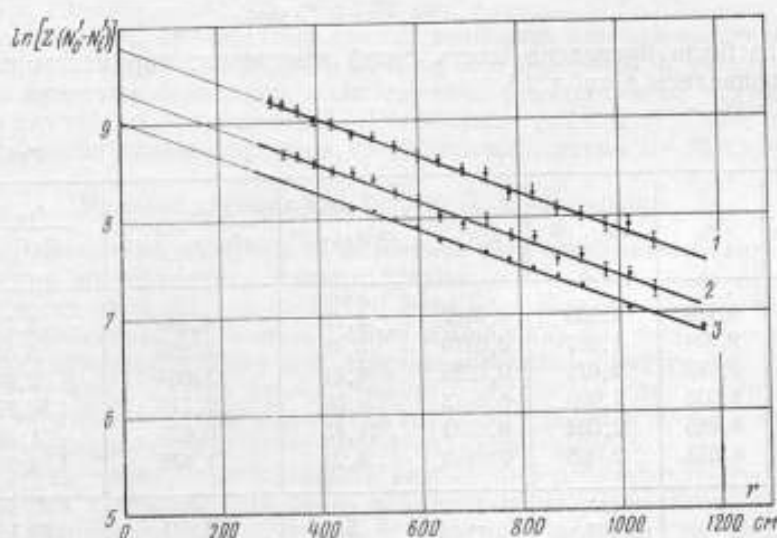


Рис. 11. Экспериментальные данные по определению длины диффузии в графите.  
1—3 — для кадмиевых сфер с радиусами  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  соответственно.

На рис. 11 показаны прямые, полученные путем обработки экспериментальных данных по уравнению (22) для трех поглотителей, а в табл. 14 и 15, где  $n_1$  и  $n_2$  — число измерений  $N'(r)$  и  $N'_{Cd}(r)$  в каждой точке, приведены параметры уравнения (22) для кривой 3.



Таблица 14

$x_i - r_i - a_i$	$n_1$	$n_2$	$N'(r)$	$N'_{Cd}(r)$	$y_i$	$y_{i0}$	$y_i - y_{i0}$
31,0	15	15	498,069	435,247	8,0721	8,0635	+0,0086
35,3	20	20	450,265	397,337	7,9818	7,9819	-0,0001
39,7	20	20	404,068	358,850	9007	8984	+0,0023
44,2	20	20	359,082	321,212	7961	8129	-0,0168
48,7	20	40	318,295	285,715	7134	7275	-0,0141
53,3	20	30	281,346	253,061	6368	6402	-0,0034
58,0	30	30	247,049	222,131	5725	5509	+0,0216
62,7	30	30	215,864	194,803	4628	4617	+0,0011
67,4	30	30	188,149	169,677	3865	3725	+0,0140
72,2	30	30	164,080	148,384	2773	2813	-0,0040
81,8	50	50	123,651	111,884	0884	0991	-0,0107
96,3	50	50	81,748	73,828	6,8254	6,8238	+0,0016

Таблица 15

$a_0$	$S(a_0)$	$b_0$	$S(b_0)$	$L$	$\frac{(y_i - y_{i0})^2}{n-2}$	$S$
8,6521	0,0380	-0,0190	0,0006	52,63	0,000138	0,0117

Всего было проведено шесть серий измерения; параметры каждой серии приведены в табл. 16.

Таблица 16

Серия измерения	$a_0$	$-b_0 \cdot 10^2$	$S^2(a_0)$	$S^2(b_0) \cdot 10^6$	$\frac{1}{S^2(a_0)} \cdot 10^{-5}$	$\frac{b_{i0}}{S^2(b_0)} \cdot 10^{-3}$
1	9,788	1,909	0,0107	2,19	4,566	8,716
2	9,334	1,937	0,0170	3,49	2,865	5,549
3	9,177	2,078	0,0525	9,41	1,063	2,209
4	9,030	1,900	0,0015	0,36	27,778	52,778
5	8,885	2,002	0,0702	14,43	0,693	1,387
6	8,613	2,066	0,0453	9,29	1,076	2,223
—	—	—	—	$\Sigma$	38,041	73,162

Среднее значение коэффициента  $\bar{b}_0 = 1,924 \cdot 10^{-2}$  и его дисперсия  $D(\bar{b}_0) \approx S^2(\bar{b}_0) = 5,13 \cdot 10^{-4}$  определены по известным формулам [14]. Следовательно, длина диффузии в графите установки ВНИИМ равна  $L = 52,0$  см. Это значение хорошо согласуется со значением  $L = 52,3$  см, полученным Ллойдом и др. [15] для графита с плотностью  $1,65$  г/см<sup>3</sup>, и  $L = 54,4$  см, приведенным в работе [16] для графита с плотностью  $1,60$  г/см<sup>3</sup>.

Так как результаты этих трех измерений длины диффузии были получены для чистого реакторного графита, который максимально очищают от поглощающих тепловые нейтроны примесей, то имеет смысл сопоставить эти результаты, предварительно нормировав их на некую стандартную плотность графита, т. е. выразив длину диффузии в  $г/см^2$  (табл. 17).

Таблица 17

$L, г/см^2$	$s$	$s^2$	$1/s^2$	$L/s^2$	По формулам [14]	
					$\bar{L}_1$	$S(\bar{L}_1)$
87,040	0,320	0,1024	9,7656	849,9978	86,821	0,276
86,295	0,495	0,2450	4,0812	352,1871		
86,840	2,171	4,7132	0,2122	18,4274		
$\Sigma$	—	—	14,0590	1220,6123	—	—

Если не принимать во внимание сведения о средних квадратичных отклонениях для каждого значения и рассматривать их как равноточные измерения, то соответствующая обработка результатов дает:  $\bar{L}_2 = 86,725$  и  $S(\bar{L}_2) = 0,375$ . Как видно из табл. 17, размах равен  $R = 0,735$ , и соответствующая дисперсия  $S_3 = 0,735/1,693 = 0,434$  [14]. Предельная погрешность  $\Delta = kS(L)$ ; коэффициент  $k$  необходимо выбирать, исходя из определенного уровня значимости для распределения Стьюдента (число измерений равно 3). Для 95% доверительной вероятности  $k = 4,303$  и, следовательно,  $\Delta_{пр} = \pm 1,62$  см.

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что средние квадратические погрешности для величины  $L$  учтены различными авторами правильно, а систематические ошибки не выходят за пределы случайных погрешностей. Для нашего графита наиболее достоверное значение длины диффузии, следовательно, равно  $L = 52,0 \pm 0,2$  см.

#### Мультипликация для Pu—Be( $\alpha, n$ )-источника

Метод кадмевой разности на источнике был использован также для определения коэффициента мультипликации для плутониевых источников в полости замедлителя ВНИИМ. Этот коэффициент следует учитывать при относительных и абсолютных измерениях выходов источников с материалами, делящимися под действием тепловых нейтронов.

Метод основан на предположении, что кадмевая сфера, окружающая различные источники, одинаково изменяет спектр испускаемых ими нейтронов, среди которых отсутствуют подкадмиевые.

Для осуществления эксперимента необходимо использовать по крайней мере два источника, примерно одинаковых по размерам и выходу, но резко различающихся по величине сечения деления на тепловых нейтронах. Контрольными в нашем случае служили Po—Be( $\alpha, n$ )- и Ra—Be( $\alpha, n$ )-источники.

Изменение числа тепловых нейтронов в замедлителе регистрировали при наличии и отсутствии кадмевой оболочки вокруг источников. В случае Pu—Be( $\alpha, n$ )-источника «поглощение» нейтронов кадмием возросло на величину добавки за счет мультипликации. Об отсутствии ошибки из-за различия исходных спектров свидетельствовало одинаковое (в пределах 0,3%) поглощение для контрольных источников. Обработка данных показала, что коэффициент мультипликации Pu—Be( $\alpha, n$ )-источника в замедлителе ВНИИМ в первом приближении не зависит от

размеров источника и составляет 0,8% со средней квадратической погрешностью ~ 0,3%.

**Длина замедления в графите и средние энергии нейтронов, испускаемых Ra—Be-, Pu—Be-, Ac—Be-, Po—В(α,n)- и T(d,n)He<sup>4</sup>-источниками**

Длина замедления  $L_s$  нейтронов до энергии  $E$  связана с так называемым символическим возрастом  $\tau$  соотношением [7]

$$L_s = V\sqrt{\tau}. \quad (23)$$

Значение  $\tau$ , пропорциональное среднему квадрату смещения нейтронов от источника в процессе замедления, определяет пространственное распределение замедляющихся нейтронов и играет важную роль в расчетах и конструировании ядерных реакторов. Поэтому его точное определение имеет большое значение.

Возраст до тепловой энергии  $\tau_0$  можно определить [17] в случае радиоактивного источника, измерив площадь миграции и вычитая из нее квадрат длины диффузии; возраст можно определить, уменьшив влияние диффузии путем размещения в среде поглощающих материалов. Но этому способу присуща значительная погрешность в связи с необходимостью определения величины  $\int \rho(r)r^4 \cdot dr$ , в которой существенный вес имеют участки площади, соответствующие большим расстояниям.

Второй метод определения  $\tau_0$  заключается в измерении концентрации тепловых нейтронов в различных точках замедлителя, созданной импульсным источником быстрых нейтронов [18]. Метод основан на теоретическом предположении о линейном изменении  $\tau_0$  со временем  $t$  при больших временах. К его достоинству следует отнести возможность получения зависимости  $\tau=f(t)$  и, следовательно, детально проследить за поведением быстрых нейтронов с момента рождения до установления тепловой диффузии, когда коэффициент диффузии можно уже считать не зависящим от времени.

Однако для осуществления этого метода, во-первых, необходимо иметь импульсный источник нейтронов и соответствующую регистрирующую аппаратуру, а во-вторых, метод не может быть использован для определения возраста нейтронов, испускаемых радиоактивным источником, который позволяет найти среднюю энергию быстрых нейтронов — одну из важнейших (наряду с выходом) его характеристик.

Выше было показано, что рассчитанные по формуле (11) кривые концентраций  $\rho_i(r)$ , созданных в замедлителе из графита быстрыми нейтронами исследуемых источников, пересекаются в точке  $r_0=0,82$  м. Так же ведут себя и экспериментальные кривые  $b_i = b_i(r)$ . Это обстоятельство позволяет найти возрасты  $\tau_{i0}$  путем сопоставления  $b_i(r)$  и  $\rho_i(r)$  при условии, что в точке постоянной чувствительности  $b(r_0) = \rho(r_0)$ . В самом деле, если теория верна, то экспериментально полученное распределение концентрации тепловых нейтронов, совмещенное с теоретическим в точке  $r_0$ , должно совпадать с последним, если для расчета использованы правильные значения  $\tau_0$  и  $L$ . Длина диффузии, как было показано выше, известна с высокой степенью точности.

Так как зависимость  $\rho = \rho(r, \tau_0, L)$  невозможно выразить через элементарные функции с коэффициентом  $\tau_0$ , то его определяли методом подбора так, чтобы дисперсия полученного уравнения была минимальной. В качестве иллюстрации в табл. 18 приведены результаты обработки кривой распределения концентрации тепловых нейтронов для источника T(d,n)He<sup>4</sup>. Дисперсия уравнения  $\rho = \rho(r, \tau_0, L)$  при этом равна

$$S^2 = \frac{\sum [b(r) - \rho(r)]^2}{n-1} = 1,64 \cdot 10^{-4} \text{ и } S = 0,013.$$

Таким образом, найденные экспериментальным и расчетным путем концентрации тепловых нейтронов совпадают в пределах  $(0,2 \div 0,4) \%$  в области  $30 \leq r \leq 60$  см, т. е. там, где функция  $\rho = \rho(r, \tau_0, L)$  наиболее чувствительна к изменению  $\tau_0$ .

При определении возраста  $\tau_0$  предложенным способом погрешность  $\delta\tau_0$  зависит от экспериментальных погрешностей измерения  $\rho(r)$  и  $L$ . Если предположить, что дисперсия  $D(L) = 0$ , то для определения дисперсии  $D(\tau_0) = f(\rho)$  следует построить зависимости  $\rho(r_i) = f(\tau_0) |_{L=\text{const}}$ .

$$\text{Тогда } D(\rho) = \text{tg}^2 \alpha \cdot D(\tau_0).$$

Таблица 18

$r, \text{ см}$	$b(r)$	$\rho(r)$	$\frac{x - b(r) - \rho(r)}{-\rho(r)}$	$z^2 \cdot 10^6$	$r, \text{ см}$	$b(r)$	$\rho(r)$	$\frac{x - b(r) - \rho(r)}{-\rho(r)}$	$z^2 \cdot 10^6$
27,5	3,756	3,763	-0,007	49	68,7	1,868	1,868	0,000	000
28,6	3,715	3,731	-0,016	256	73,3	1,691	1,672	+0,019	361
30,4	3,665	3,676	-0,011	121	78,0	1,481	1,482	-0,001	1
32,9	3,607	3,583	+0,024	576	82,7	1,299	1,310	-0,011	121
35,8	3,495	3,465	+0,030	900	87,4	1,152	1,158	-0,006	36
32,2	3,313	3,316	-0,003	9	92,2	1,015	1,015	0,000	000
42,9	3,141	3,143	-0,002	4	97,0	0,891	0,890	+0,001	1
46,9	2,933	2,943	-0,010	100	101,8	0,788	0,788	+0,010	100
51,0	2,743	2,736	+0,007	49	106,6	0,680	0,680	0,000	000
55,3	2,510	2,514	-0,004	16	116,3	0,526	0,528	-0,002	4
59,7	2,264	2,293	-0,029	841	126,0	0,398	0,391	+0,007	49
64,2	2,080	2,007	+0,003	9			$\Sigma$	-0,005	3604

Для расстояний  $r_i = 31, 43, 47, 51$  см (рис. 12) среднее значение  $1/\text{tg} \alpha \approx 2 \cdot 10^6$ , а средняя квадратичная погрешность  $S(\rho) \leq 1 \cdot 10^5$  принимая во внимание, что  $\rho(r)$  нормировано в точке постоянной чувствительности и, следовательно, полностью определяется величиной  $N(r)$ . Кроме того, расчет показывает, что

$$\delta\rho = k \delta\tau_0 |_{L=\text{const}} = k \delta L |_{\tau=\text{const}},$$

т. е.  $\delta\tau_0 = \delta L$  при  $D(\rho) = 0$ . Таким образом, максимальная погрешность измерения возраста до тепловой энергии в нашем случае равна

$$\delta\tau_0 = \delta\rho + \delta L \approx 0,8 \%$$

В табл. 19 приведены результаты измерения длины замедления  $L_S = \sqrt{\tau_0}$  в графите при длине диффузии  $L = 52,0$  см для нейтронов, испускаемых различными источниками, и значения соответствующих средних энергий по литературным данным [19—21].

Таблица 19

Параметр	Источники					$T(d, n) \text{ He}^4$ [18]
	$T(d, n) \text{ He}^4$	Pu - Be (α, n)	Ac - Be (α, n)	Ra - Be (α, n)	Po - Be (α, n)	
$\tau_0, \text{ см}^2$	515,3	422,0	409,1	396,3	365,3	518
$L_S, \text{ см}$	22,70	20,54	0,22	19,91	19,11	22,78
$\bar{E}_t, \text{ Мэв}$	14,1	4,5	4,6	3,6	2,8	—



Нетрудно видеть, что возрасты нейтронов из реакции  $T(d,n)He^4$ , определенные импульсным методом со средним квадратичным отклонением  $S(\tau_0) = 8$  и методом сопоставления нормированного хода концентрации тепловых нейтронов с теоретическим [ $S(\tau_0) \approx 4$ ] для графита плотностью  $1,67 \text{ г/см}^3$  совпадают в пределах погрешности эксперимента, что свидетельствует об отсутствии систематической погрешности в этих измерениях.

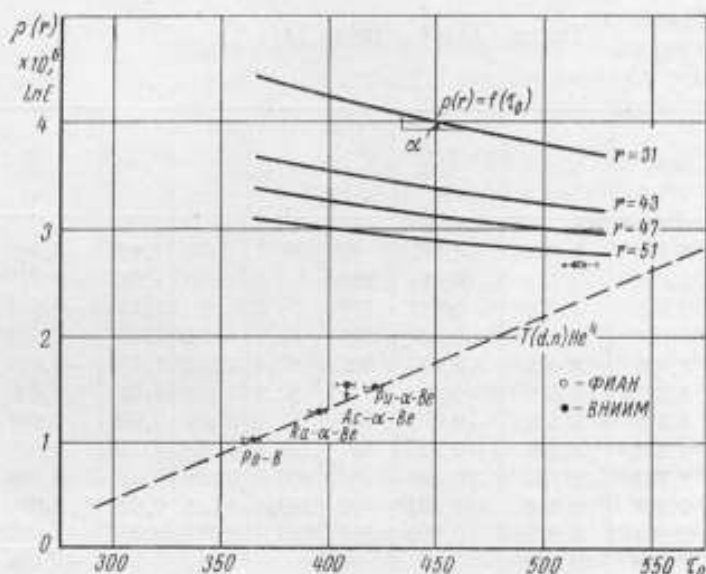


Рис. 12. К определению длины замедления быстрых нейтронов различных источников в графите и средней энергии Ас—Ве( $\alpha, n$ )-источника.

Как известно [22], возраст нейтронов связан с начальной энергией  $E_i$  выражением

$$\tau_{oi} = \frac{\lambda}{\xi \Sigma_s \left(3 - \frac{2}{A}\right)} \ln \frac{E_i}{E_0}, \quad (24)$$

где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега (в общем случае  $\lambda = \lambda(E)$ );  
 $\Sigma_s$  — макроскопическое сечение рассеяния;  
 $A$  — атомный вес замедлителя;  
 $E_0$  — энергия тепловых нейтронов;  
 $\xi$  — среднее логарифмическое изменение энергии на одно столкновение.

Наиболее точная теория замедления, разработанная Маршаком, показывает, что в области энергий от 2 до 5 Мэв  $\tau_{oi}$  изменяется линейно с изменением  $\ln \frac{E_i}{E_0}$ , т. е.

$$\ln E_i \sim \tau_{oi}. \quad (25)$$

На рис. 12 представлены результаты наших измерений и известных средних энергий  $E_i$  (точки). Пунктирная прямая проведена через три хорошо укладывающиеся на нее точки в соответствии с теорией.

Таким образом, если средние энергии нейтронов  $Po-Be(\alpha, n)$ -,  $Ra-Be(\alpha, n)$ - и  $Pu-Be(\alpha, n)$ -источников определены правильно, то следует предположить, что известная до настоящего времени средняя энергия нейтронов  $Ac-Be(\alpha, n)$ -источника завышена (4,6 Мэв). В соответствии с полученными нами данными она должна быть принята равной 4,1 Мэв.

Средняя энергия нейтронов, испускаемых  $Ra-Be(\alpha, n)$ -источником, определенная по спектру, измеренному методом ядер отдачи, была много выше, чем полученная Панжером [19] на двойном замедлителе (3,6 Мэв). Это объясняется тем, что в спектре нейтронов  $Ra-Be(\alpha, n)$ -источника значительную долю составляют медленные нейтроны, которые не регистрируются методом ядер отдачи, и вследствие этого средняя энергия нейтронов оказывалась сдвинутой в область больших энергий. Метод замедлителя свободен от этого недостатка. Спектр  $Ac-Be(\alpha, n)$ -источника был измерен до настоящего времени только методом ядер отдачи [21], поэтому следует предположить, что и в спектре этого источника присутствуют медленные нейтроны, обуславливающие наличие систематической погрешности  $\sim 11\%$  при определении средней энергии нейтронов методом ядер отдачи.

Описанный комплекс работ был предпринят в связи с использованием графитового замедлителя ВНИИМ в качестве эталонной установки для сравнения выходов источников, испускающих нейтроны в широком диапазоне энергий.

В заключение приношу искреннюю благодарность гг. Б. И. Кузаеву и Ю. С. Силину за помощь в проведении измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Marion I. B., Fowler I. L. Fast Neutron Physics.
2. Hughes D. J., Schwartz R. V. Neutron gross Sections. N. Y., 1958.
3. Шеболев В. Т. Применение метода сопутствующих частиц для измерения выхода нейтронных источников и нейтронных потоков. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.
4. Tavernier G. C., de Troeyer A. Bul. Acad. roy. Belgique., 1954, v. 40.
5. Graves E., Davis R. «Phys. Rev.», 1955, v. 97, p. 1205.
6. Флеров Н. Н., Талызин В. М. Измерение абсолютной интенсивности нейтронных источников сравнением с реакцией  $T(d, n)He^4$ . «Атомная энергия», 1957, т. 10, вып. 3.
7. Wallace P. R. «Nucleonics», 1949, v. 4, N 2.
8. Larsson K. E. «Arkiv för Fysik», 1955, v. 9, N 4, p. 293.
9. Нефедов В. В. Поглощение быстрых нейтронов кислородом при замедлении в воде. «Труды ФИАН», т. 14, М., изд-во АН СССР, 1962.
10. Fildhouse P., Kalliford E. R. Neutron dosimetri, Vienne, 1963, v. 2, p. 565.
11. De Juren I. A., Rosenwasser H. «J. of Res. of NBS», 1954, v. 52, N 2, p. 93.
12. Hargrove C. K., Geiger K. W. «Canad. J. Phys.», 1953 (1964), v. 428.
13. Бак М. А., Петржак К. А., Романов Ю. Ф. Анализ нейтронного поля равномерной плотности. «Труды ФИАН», т. IX, 1959.
14. Смирнов Н. В., Душин-Барковский И. В. Краткий курс математической статистики. М., Физматгиз, 1959.
15. Lloyd R. C., Clayton E. D., Richey C. R. «Nucl. Eng. and Eng.», 1958, v. 4, N 5, p. 690.
16. Федоров Н. Д. Краткий справочник инженер-физика. М., Госатомиздат, 1961.
17. Spigel V., Oliver D., Caswell R. «Nucl. Sci. Eng.», 1953, v. 4, p. 546.
18. Длоуглы З. Измерение возраста нейтронов в графите импульсным методом. «Атомная энергия», 1960, т. 9, вып. 3.
19. De Ronger I. «Nucl. Instr. and Meths», 1959, v. 5, p. 61.
20. Geiger K., Jarvis I. «Can. J. Physics», 1962, v. 40, p. 33.
21. Ruppals O., Bouchet R. «Can. J. Physics», 1956, v. 34, p. 949.
22. Глассетон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М., ИЛ, 1954.

Статья поступила  
в феврале 1965 г.

**СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗЦОВОГО  
«ВСЕВОЛНОВОГО» ПОЛИЭТИЛЕНОВОГО  
СЧЕТЧИКА ВНИИМ**

*Описаны созданный во ВНИИМ «всеволновой» полиэтиленовый счетчик нейтронов, его конструкция и способ градуировки по энергиям, а также методика измерений. Отмечаются поправки, которые необходимо учитывать при измерениях. Приведены данные международных сравнений при помощи «всеволнового» счетчика Ra—Be ( $\alpha, n$ )-эталонного источника ВНИИМ 2ЭН-100 и канадского эталона NRC-200-1.*

Выпускаемые промышленностью нейтронные источники отличаются от эталонных и образцовых нейтронных источников спектральным составом [1]. В связи с этим при исследовании различного рода измерительных систем часто возникает необходимость сравнения двух источников или, точнее, нейтронных потоков различного спектрального состава. Трудность решения этой задачи заключается, с одной стороны, в том, что вероятность регистрации нейтронов любым детектором, как правило, во многом зависит от энергии нейтронов и притом довольно сложным образом, с другой стороны, реальные спектры широко используемых нейтронных источников, за некоторым исключением, являются немонотонными [2]. При этом энергия испускаемых источником нейтронов заключена в диапазоне от нескольких килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт.

Для измерения потоков быстрых нейтронов и для сравнения выхода источников различного спектрального состава во ВНИИМ разработан «всеволновой» полиэтиленовый счетчик нейтронов.

**Описание измерительной установки**

Измерительная установка (рис. 1 и 2) состоит из полиэтиленового «всеволнового» счетчика блока усиления и регистрации импульсов, а также градуировочной скамьи. Измерительная часть установки выполнена в виде подвижной стойки.

«Всеволновой» счетчик расположен на подставке, являющейся частью градуировочной скамьи. Скамья изготовлена из алюминиевых трубок и позволяет в процессе измерений изменять расстояние между источником и детектором. При этом источник и счетчик удалены от пола, стен и окружающих предметов приблизительно на 170 см. В конструкции скамьи предусмотрена подвижная каретка, на которой расположены: держатель для нейтронного источника, парафиновый конус с подставкой, устройство для контроля углового распределения нейтронов. При измерении источник помещают на алюминиевый диск и закрепляют при

помощи подвижных «лапок». Конструкция держателя (рис. 3) предусматривает крепление нейтронных источников стандартных размеров. Диск с закрепленным источником можно перемещать вверх и вниз, что дает возможность при любых геометрических размерах источника установить центр его на оси «всеволнового» счетчика.

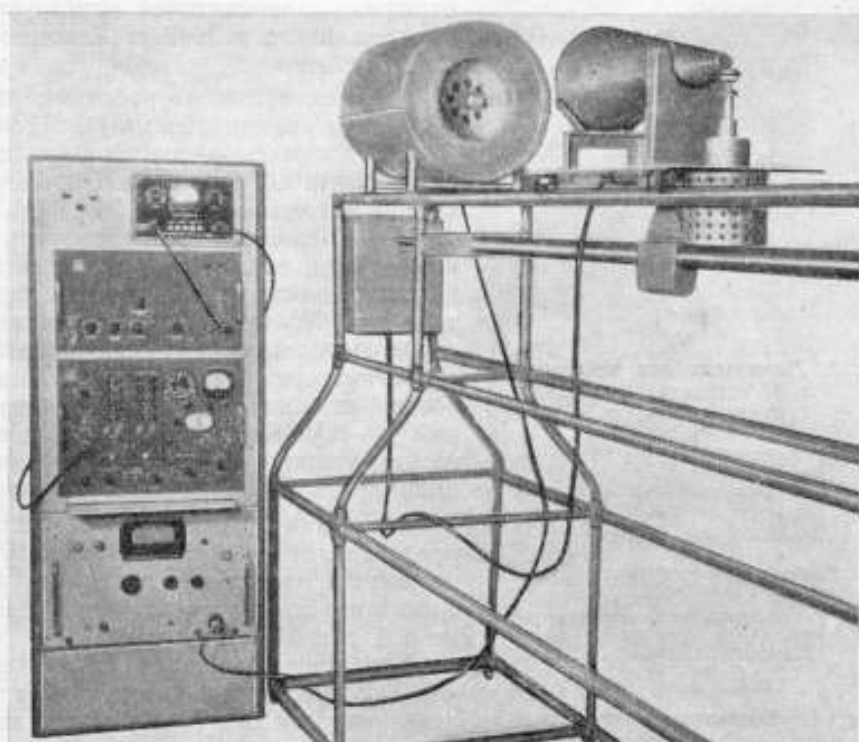


Рис. 1. Общий вид измерительной установки.

Вращение диска с нейтронным источником вокруг оси производится дистанционно. По оси внутреннего блока «всеволнового» счетчика (рис. 4) расположен детектор тепловых нейтронов — борный счетчик

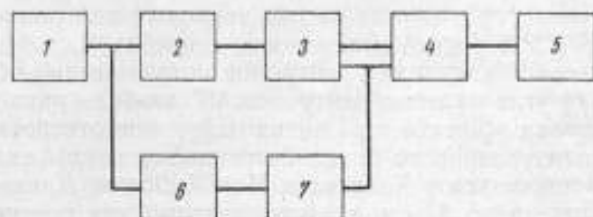


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки.

1 — счетчик; 2 — предусилитель; 3 — усилитель УШ-10; 4 — дискриминатор ИД-2; 5 — пересчетный прибор ПС-10 000; 6 — стабилизированный выпрямитель ВС-22; 7 — феррорезонансный стабилизатор.

типа СНМО-5 или СНМ-11, граница рабочего объема которого совпадает с передней поверхностью полиэтиленового блока. Выступающая часть борного детектора покрыта колпачком из кадмия толщиной 1 мм. При



наличии в помещении большого фона рассеянных медленных нейтронов всю переднюю поверхность «всеволнового» счетчика во время измерений закрывали кадмиевым листом толщиной 1 мм. Необходимо отметить, что все остальные детали счетчика изготовлены из алюминия.



Рис. 3. Держатель для нейтронного источника.

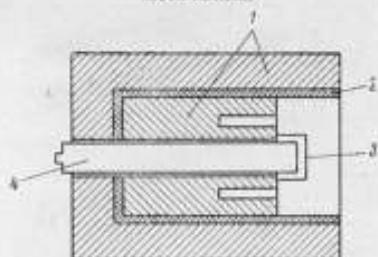


Рис. 4. «Всеволновой» полиэтиленовый счетчик.

1 — полиэтилен; 2 —  $V_2O_5$ ; 3 — кадмий; 4 —  $BF_3$ -счетчик.

Счетчик ВНИИМ несколько отличается от «всеволнового» счетчика из парафина оригинальной конструкции, предложенного в 1947 г. Хансенем и Мак-Киббеном [3].

Как показал опыт работы с парафиновыми замедлителями [4, 5], очень трудно добиться однородной заливки большой массы парафина. Поэтому во «всеволновом» счетчике ВНИИМ парафин заменен полиэтиленом, что, на наш взгляд, позволяет улучшить воспроизводимость его основных характеристик. Кроме того, в соответствии с результатами экспериментальных и теоретических исследований «всеволновых» счетчиков различных конструкций [6—12], мы несколько изменили геометрические размеры внутреннего цилиндра.

Так как «всеволновой» счетчик представляет собой большую массу замедлителя, то для узкого пучка нейтронов его можно считать полубесконечной средой. Из опыта следует, что коэффициент отражения (т. е. альбеда) для нейтронов в диапазоне от тепловых энергий до 5 Мэв в случае полубесконечной поверхности водородосодержащего замедлителя изменяется от 0,8 до 0,06 в зависимости от угла

падения и энергии нейтронов [13]. Этого и следовало ожидать, так как средняя длина свободного пробега нейтронов с энергией около 100 кэв сравнима с длиной диффузии тепловых нейтронов, вследствие чего для падающих нейтронов велика вероятность обратного рассеяния.

В действительности в случае потока тепловых нейтронов, падающего перпендикулярно к передней поверхности счетчика, альбеда составляет 0,6, т. е. 60% всех падающих нейтронов отражается обратно, и для  $E_n \sim 220$  кэв при угле падения нейтронов  $45^\circ$  альбеда равно 0,44. Поэтому для уменьшения эффекта отражения нейтронов отверстия в передней поверхности полиэтиленового блока были выбраны глубиной 15 см вместо 9 см, применявшихся у Хансена и Мак-Киббена. Длина внутреннего цилиндра увеличена до 37 см, что существенно для повышения эффективности счетчика к быстрым нейтронам. В качестве защиты от рассеянных нейтронов использован слой из порошка  $V_2O_5$  толщиной в 1 см и полиэтилена 7 см. В принципе можно взять и любое другое соединение бора, например  $B_4C$  и др. Иногда вместо бора используют листовой кадмий. Однако, по-видимому, эффективнее борная защита, так как сечение захвата для бора подчиняется закону  $1/v$  в широкой области энергий нейтронов (почти до 100 кэв) в то время как кадмий захватывает, в основном, нейтроны с энергией менее 0,4 эв.

Для контроля воспроизводимости результатов измерений мы использовали небольшой ( $\sim 10^4$  нейтр/сек)  $\text{Pu-Be}$ -источник, помещенный в один из каналов в передней части счетчика. Обычно контрольные измерения с этим источником проводили в начале, середине и конце каждого цикла измерений. Опыт эксплуатации установки показал, что в течение длительного промежутка времени (около трех лет) воспроизводимость результатов измерений в пределах статистической погрешности оставалась постоянной. Следует отметить надежность счетчика в работе, так как большое плато в счетных характеристиках детектора обеспечивает нечувствительность установки к небольшим изменениям коэффициента усиления измерительной системы и к незначительным колебаниям высокого напряжения на счетчике. Помимо этого, «всеволновой» счетчик, как и любые другие измерительные системы с детекторами, наполненными  $\text{BF}_3$ , окруженные слоем замедлителя, почти нечувствителен к  $\gamma$ -лучам. Это обусловлено как большим значением энергии в реакции  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ , так и низкой чувствительностью газового счетчика к  $\gamma$ -излучению. С этой точки зрения наиболее удачными детекторами тепловых нейтронов оказались серийно выпускаемые промышленностью счетчики с борным покрытием типов СМ-11 или СМ-10, которые работают в режиме коронного разряда и не изменяют своих характеристик в  $\gamma$ -полях вплоть до  $1000 \text{ p/ч}$  [14].

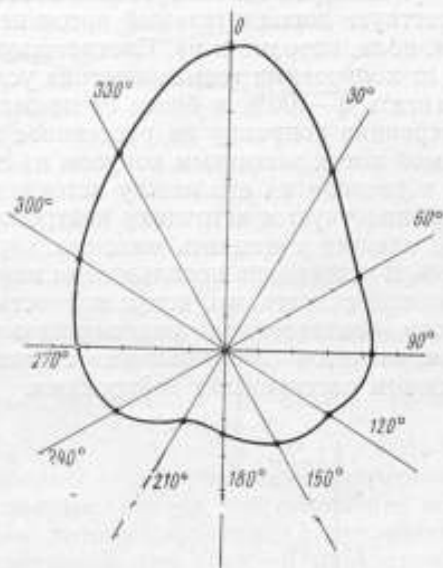


Рис. 5. Эффективность «всеволнового» счетчика в зависимости от направления нейтронного потока.

При исследовании эффективности защитного экрана путем вращения «всеволнового» счетчика в горизонтальной плоскости был использован  $\text{Ac-Be}$ -источник, расположенный в  $60 \text{ см}$  от передней поверхности счетчика. Зависимость эффективности регистрации «всеволнового» счетчика (в относительных единицах) от угла падения нейтронного пучка приведена на рис. 5. Как видно из рисунка, при облучении счетчика пучком нейтронов, направленным перпендикулярно оси цилиндра счетчика ( $\theta = 90^\circ$ ), эффективность его уменьшается до  $48\%$  (эффективность счетчика в случае, когда пучок нейтронов направлен параллельно оси счетчика, условно принята за единицу). Из этого следует, что толщины защитного слоя в  $7 \text{ см}$  полиэтилена и  $1 \text{ см}$   $\text{B}_2\text{O}_3$  недостаточно, чтобы замедлить и полностью поглотить все нейтроны  $\text{Ac-Be}$ -источника. Простые эксперименты, когда к защите счетчика последовательно добавляли различные слои парафина (плитки толщиной по  $5$  и  $10 \text{ см}$ , которые располагали вокруг боковой поверхности счетчика), показали, что в некоторых случаях (например, измерения в менее направленных потоках, чем от точечных источников нейтронов или в коллимированных системах, т. е. когда желательно получить лучшую защиту детектора) толщину наружного защитного слоя следует увеличить до  $17\text{--}20 \text{ см}$ .

Уменьшение относительной эффективности в экспериментальных точках, соответствующих 150—240°, по отношению к эффективности при 90°, по-видимому, связано с недостаточной длиной рабочей части используемого борного счетчика.

### Исследование рассеянного излучения и определение поправки на эффективный центр

При измерениях нейтронных потоков в «открытой» геометрии всегда существует дополнительный поток нейтронов, рассеянных в воздухе, от стен, пола, потолка и пр. Соответствующая поправка на рассеяние зависит от конкретных геометрических условий и энергии нейтронов и может достигать 3—100% и более от прямого нерассеянного потока. В наших измерениях поправку на рассеянное излучение определяли, перекрывая прямой поток защитным конусом из смеси парафина с  $\text{V}_2\text{O}_5$  (~5% по весу) и располагая его между источником и передней поверхностью счетчика, вплотную к источнику нейтронов. Так как при выборе высоты конуса следует учитывать максимальную энергию нейтронов в потоке, то для  $\alpha, n$ -источников использовали конус высотой 50 см. При такой высоте можно считать, что конус полностью перекрывает счетчик от прямого потока, создаваемого радиоактивными  $\alpha, n$ -источниками нейтронов, а число отсчетов «всеволонового» счетчика в этом случае обусловлено в основном рассеянными нейтронами.

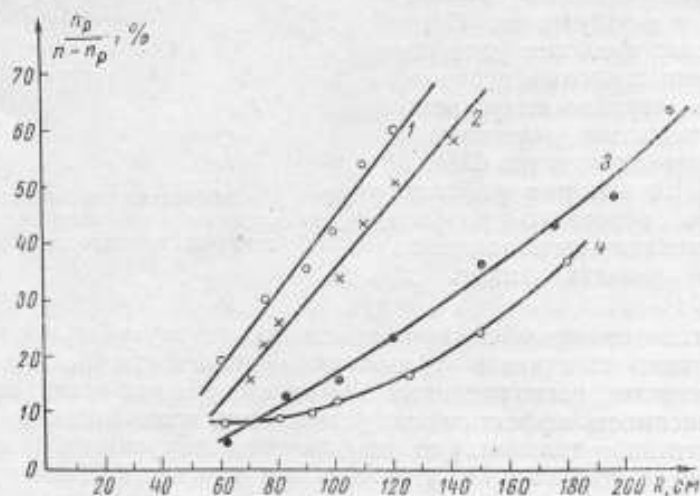


Рис. 6. Отношение рассеянного излучения к прямому потоку в зависимости от средней энергии нейтронов и расстояния между источником и «всеволоновым» счетчиком.  
Средняя энергия нейтронов: 1—0,3 Мэв; 2—0,8 Мэв; 3—3,5 Мэв; 4—4,2 Мэв.

Рассеянное излучение при расположении «всеволонового» счетчика в 70 см от пола и 80 см от источника (в этих опытах использовали  $\text{Ra-Be}$  ( $\alpha, n$ )-источник составляет около 22% от прямого потока. Когда счетчик и источник удалены от стен, пола и окружающих предметов на расстояние около 175 см, при том же расстоянии 80 см между ними фон рассеянных нейтронов уменьшается до 9%. С увеличением расстояния

источник — счетчик до 100 и 150 см вклад рассеянных нейтронов также возрастает до 12 и 25% соответственно. Для сравнения интересно отметить, что в аналогичных условиях указанные значения для случая детекторов быстрых нейтронов (приборы типа КРАН-1 и РУП-1), не имеющих боковой защиты, как у «всеволнового» счетчика, увеличиваются примерно в два раза.

Градуировочная скамья сделана подвижной, что дает возможность в каждом конкретном случае создать оптимальные, с точки зрения уменьшения рассеяния, геометрические условия измерения.

Результаты исследования фона рассеянных нейтронов с источниками, имеющими различную среднюю энергию нейтронов, приведены на рис. 6 и 7. На рис. 6 по оси ординат отложена доля (по отношению к прямому потоку) рассеянного в помещении излучения, определенная методом конуса; по оси абсцисс — расстояние между источником и детектором. Из полученных данных следует, что отношение потока рассеянных нейтронов к прямому потоку возрастает с увеличением расстояния между источником и счетчиком (по крайней мере линейно или быстрее).

Следует отметить, что вклад рассеянного излучения с уменьшением средней энергии нейтронов заметно возрастает.

На рис. 7 по оси ординат отложена величина фона рассеянных нейтронов в зависимости от расстояния между источником и детектором для источников с различной средней энергией нейтронов. Полученные экспериментальные данные для всех исследованных источников свидетельствуют о том, что рассеянное нейтронное излучение сравнительно однородно заполняет все помещение (в нашем случае комнату  $8 \times 5 \times 3,5$  м). Это обстоятельство следует учитывать для правильной организации защиты персонала в помещении при нейтронных измерениях с «открытой» геометрией.

Так как «всеволновой» счетчик содержит большую массу полиэтилена при боковой защите, выступающей на 6 см, интересно установить, можно ли считать его «точечным» детектором. На основании исследования зависимости числа отсчетов «всеволнового» счетчика от расстояния до источника следует, что на больших расстояниях (более 50 см) хорошо выполняется закон  $1/R^2$  (рис. 8). Таким образом, на расстояниях больших 50 см, «всеволновой» счетчик можно считать «точечным» детектором при условии, что расстояние отсчитывается не от передней поверхности счетчика, а от его эффективного центра, находящегося в глубине замедлителя.

Поправку на эффективный центр определяют графическим методом. С этой целью для источника каждого типа снимают зависимость скорости счета (с учетом рассеянного излучения) от расстояния между источ-

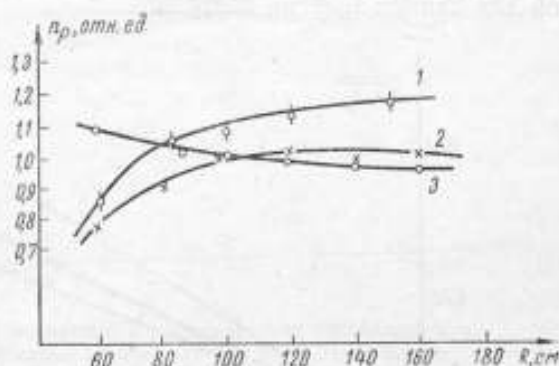


Рис. 7. Изменение фона рассеянных нейтронов в зависимости от расстояния между источником и счетчиком.  
Источники нейтронов: 1 — Pu-Be; 2 — Po-Be; 3 — Ra-Be(α, n).



ником и счетчиком. На основании полученных результатов строят график зависимости  $\frac{1}{\sqrt{n-n_p}} \sim f(R)$ .

Экстраполяция к нулю линейного участка кривой позволяет определить поправку на эффективный центр  $\Delta r$  (рис. 8). Эта поправка зависит от конструкции «всеволнового» счетчика и является постоянной величиной для данной энергии нейтронов.

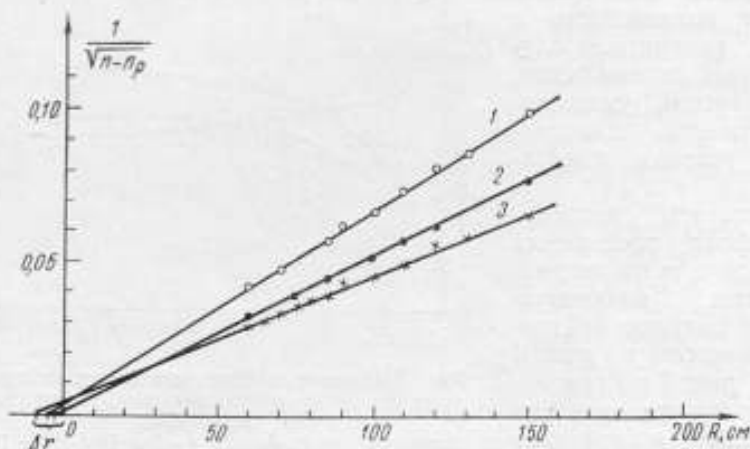


Рис. 8. К определению эффективного центра «всеволнового» счетчика.  
Источники: 1 — Po-Be (2,8 Мэв); 2 — Ra-Be(γ, n) (0,3 Мэв);  
3 — Pu-Be(α, n) (4,2 Мэв).

Для «всеволнового» счетчика ВНИИМ результаты определения поправки  $\Delta r$  на эффективный центр в зависимости от средней энергии нейтронов  $\bar{E}_n$  можно представить в виде

$$\Delta r \text{ (см)} = 1,64 + 1,2 \bar{E}_n \text{ (Мэв)}. \quad (1)$$

Из полученных результатов следует, что при измерении нейтронных потоков с помощью «всеволнового» счетчика можно экспериментально определить положение эффективного центра и на основании полученных результатов по формуле (1) оценить среднюю энергию нейтронов измеряемого потока. Для повышения точности нейтронных измерений, проводимых в помещении, необходимо, по возможности, уменьшить вклад рассеянного излучения в измеряемый поток. Это условие обеспечивается или конструкцией специального коллиматора (проблема коллимации нейтронных потоков подробно рассмотрена в работе [16]) или измерениями на малых расстояниях от источника.

С другой стороны, как показал опыт, выбранное расстояние должно быть не менее 50 см. Это связано с сравнительно большими геометрическими размерами «всеволнового» счетчика, так как он не является «точечным» детектором. Вследствие этого при расстояниях между источником и детектором менее 50 см уже наблюдаются отклонения от закона  $1/R^2$  (на рис. 8 это проявляется в отклонении от прямой), т. е. начинает уже сказываться эффект рассеяния на самом «всеволновом» счетчике.

Эффективность «всеволнового» счетчика можно несколько изменять, перемещая борный детектор внутри полиэтиленового замедлителя (рис. 9). Полученные данные позволили выбрать оптимальное положение рабочего объема борного детектора. В дальнейшем во всех экспери-

ментах положение границы этого объема совпадало с передней поверхностью внутреннего полиэтиленового блока, что на рис. 9 соответствует  $h=5$  см,  $h<5$  см указывает на перемещение границы рабочего объема вглубь счетчика.

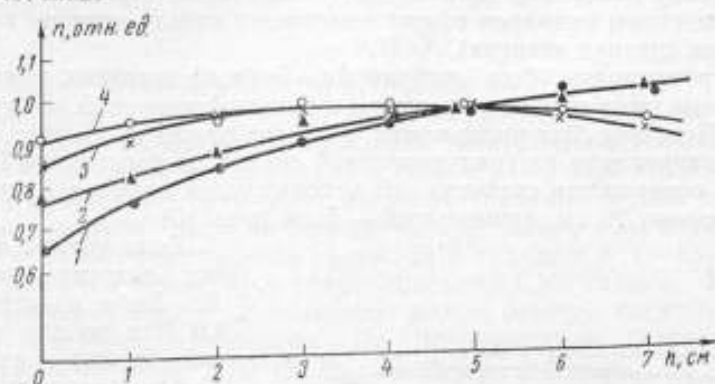


Рис. 9. Зависимость относительной эффективности «всеволнового» счетчика от расположения борного детектора в замедлителе.  
Источники нейтронов: 1 — Ra-Be ( $\gamma, n$ ) (0,3 Мэв);  
2 — Pu-Be + 10 см С (1,9 Мэв); 3 — Po-B (2,8 Мэв); 4 — Pu-Be (4,2 Мэв).

#### Градуировка «всеволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ

Основной физической характеристикой «всеволнового» счетчика, впрочем, как и любого другого измерительного прибора, измеряющего плотность нейтронного потока, является значение эффективности и ее зависимость от энергии нейтронов. Эта зависимость устанавливается в результате градуировки прибора. Градуировать «всеволновой» счетчик лучше всего при помощи источников моноэнергетических нейтронов. Из-за отсутствия ускорителя, на котором можно получать эти нейтроны, «всеволновой» счетчик ВНИИМ был проградуирован методом графитовых сфер и при помощи радиоактивных источников нейтронов, выход которых измеряли абсолютным методом\*.

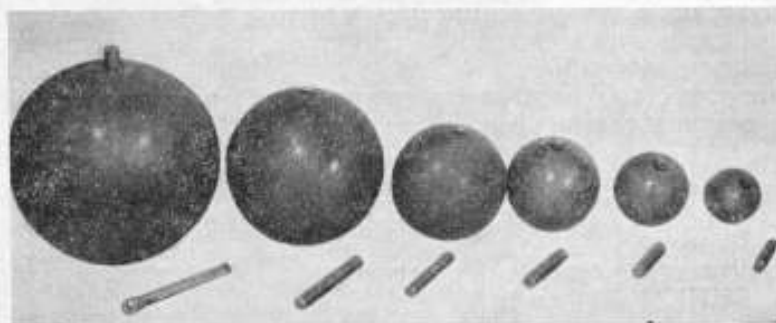


Рис. 10. Набор графитовых сфер.

Метод градуировки при помощи графитовых сфер основан на том, что для радиоактивного нейтронного источника с максимальной энергией нейтронов в спектре 10—12 Мэв, помещенного в графитовые сферы раз-

\* См. стр 103.

личных диаметров, в первом приближении можно не учитывать поглощения быстрых нейтронов в графите. Исходя из этого, можно считать, что число выходящих из сферы нейтронов не зависит от ее диаметра и равно выходу нейтронов используемого источника. При этом полагают, что с изменением размеров сферы изменяется только энергия нейтронов (точнее, их средняя энергия).

Для градуировки был выбран Ac—Be( $\alpha, n$ )-источник, так как он имеет малые геометрические размеры и большой удельный выход нейтронов [15]. Источник был расположен в центре сферы из чистого графита, которую закрепляли на градуировочной скамье на расстоянии 100 см от передней поверхности счетчика. В используемом наборе наибольший диаметр сферы 20 см, наименьший — 5 см (рис. 10).

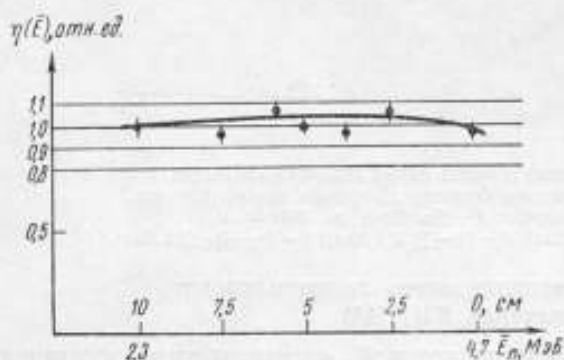


Рис. 11. Градуировка «всеволнового» счетчика методом графитовых сфер.

Если учесть, что средняя энергия нейтронов Ac—Be( $\alpha, n$ )-источника 4,6 МэВ, то для графитовой сферы диаметром 20 см она равна 2,3 МэВ [17, 18]. В процессе градуировки для каждой сферы проверяли выполнение закона  $1/R^2$ , учитывали поправки на рассеянное излучение и на положение эффективного центра. Результаты градуировки приведены на рис. 11. По оси ординат на нем отложены экс-

периментальные значения относительной эффективности «всеволнового» счетчика, значение которой для сферы радиусом 10 см ( $E_n \sim 2,3$  МэВ) принято за единицу. По оси абсцисс — значения радиусов используемых графитовых сфер и соответствующие им энергии нейтронов.

Во втором методе градуировки (при помощи радиоактивных источников нейтронов) использовали нейтронные источники с различной средней энергией нейтронов и с известным выходом.

Градуировку с учетом асимметрии в выходе нейтронов для каждого источника проводили в «открытой» геометрии, при этом всегда проверяли соблюдение закона  $1/R^2$ .

Эффективность «всеволнового» счетчика  $\eta(E)$  рассчитывали на основании экспериментальных данных по формуле [19]

$$\eta(E) = \frac{4\pi}{S} \cdot \frac{n - n_p(E)}{Q\alpha} [R + \Delta r(E)]^2, \quad (2)$$

где  $S$  — площадь передней поверхности «всеволнового» счетчика ВНИИМ (327 см<sup>2</sup>);

$n$  — скорость счета на расстоянии  $R$  от источника;

$n_p(E)$  — скорость счета, соответствующая фону рассеянных нейтронов;

$Q$  — выход нейтронов;

$\alpha$  — коэффициент асимметрии;

$\Delta r(E)$  — поправка на положение эффективного центра.

При этих измерениях передняя поверхность счетчика была закрыта листом кадмия толщиной 1 мм (за исключением случая градуировки счетчика по тепловым нейтронам).

В качестве источника тепловых нейтронов мы использовали парафиновый шар диаметром 15 см, в центре которого в полости располагался полоний-бериллиевый источник нейтронов. Количество тепловых нейтронов  $Q_T$ , испускаемых таким источником за 1 сек, можно определить из выражения

$$Q_T = 0,11 Q, \quad (3)$$

где  $Q$  — выход нейтронов Po—Be-источника (нейтр/сек).

Коэффициент  $0,11 \pm 0,01$  заимствован из работы [20]. Кроме того, для проверки этого коэффициента проводили контрольные опыты, в которых Po—Be-источник выдерживали в баке с раствором  $MnSO_4$ , а затем измеряли наведенную активность раствора градуированным сцинтилляционным счетчиком. Было выполнено четыре цикла облучений Po—Be-источника: 1) без парафиновой сферы; 2) в кадмевом ( $\sim 1$  мм) чехле; 3) в парафиновой сфере; 4) в сфере, покрытой 1 мм кадмия.

На основании этих экспериментов можно оценить число тепловых и быстрых нейтронов, испускаемых Po—Be-источником, находящимся в сфере. Для отношения  $Q_T/Q$  (3) было получено значение 0,14. Необходимо отметить трудность оценки сравнительно большой поправки на самопоглощение в случае, когда источник и парафиновая сфера находятся в баке в растворе  $MnSO_4$ .

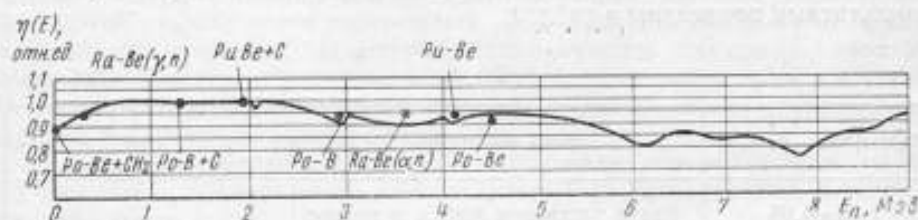


Рис. 12. Зависимость относительной эффективности «всеволнового» полиэтиленового счетчика от энергии нейтронов.

При оценке эффективности счетчика к тепловым нейтронам также использовали формулу (2), только в этом случае измерения проводили с кадмием и без него (слой кадмия толщиной  $\sim 1$  мм закрывал всю переднюю поверхность «всеволнового» счетчика).

В качестве источника нейтронов энергией 1,9 МэВ использовали Pu—Be( $\alpha, n$ )-источник, помещенный в графитовую сферу диаметром 20 см. Исследования спектра нейтронов, испускаемых такой системой, выполненные Точилиным и др. [18], показали, что средняя энергия нейтронов составляет около 1,9 МэВ, а спектр подобен спектру нейтронов деления.

Результаты градуировки «всеволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ представлены на рис. 12. Эффективность при  $E_n = 1,9$  МэВ условно принята за единицу. Как следует из рис. 11 и 12, обе кривые градуировки в общем согласуются, а ход кривой эффективности в пределах погрешности измерений совпадает с данными градуировки «всеволновых» счетчиков Харуэлла [21] и счетчика Де Пангера [5] (рис. 12 сплошная кривая). Резонансные пики на кривой в диапазоне энергий нейтронов от 1 до 9 МэВ связаны с резонансным рассеянием быстрых нейтронов на углероде [7,17].

Вследствие постоянной эффективности к нейтронам разных энергий «всеволновой» счетчик удобно использовать для измерения потоков быстрых нейтронов. Для этого необходимо прежде всего знать характер



зависимости относительной эффективности счетчика от энергии нейтронов и произвести абсолютную градуировку счетчика в одной или нескольких точках на кривой относительной эффективности.

В наших измерениях для абсолютной градуировки «всеволонового» счетчика использовали Ra—Be( $\alpha, n$ )-источник 2ЭН-100 из эталонного набора ВНИИМ. При этом источник находился на скамье на расстоянии 100 см от передней поверхности счетчика. Граница рабочего объема борного детектора совпадала с передней поверхностью внутреннего полиэтиленового блока. Фон рассеянного излучения составлял 12%.

Абсолютная эффективность счетчика ВНИИМ к нейтронам Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника составляет  $(0,89 \pm 0,06)\%$  и отличается от эффективности счетчика Хансона и Мак Кибена приблизительно на 0,5%. Это связано, в основном, с изменением параметров (диаметра, давления, процента обогащения газа и др.) используемого борного счетчика.

Полученное значение эффективности интересно сравнить с эффективностью, равной 0,95% и рассчитанной для геометрических размеров счетчика ВНИИМ по предложенной Кушнерюком [11] формуле.

Отношение эффективности «всеволонового» счетчика  $\eta_{1Mэв}$  для нейтронов с энергией 1 Мэв к эффективности  $\eta_{Ra-Be(\alpha, n)}$  для нейтронов Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника определяли многие экспериментаторы, и поэтому оно представляет несомненный интерес. Эти данные вместе с нашими результатами приведены в табл. 1.

Таблица 1

$\eta_{1Mэв} / \eta_{Ra-Be(\alpha, n)}$	Метод определения	Автор
$1,11 \pm 0,05$	Бак с раствором $MnSO_4$ и пропорциональный счетчик	Аллен [6]
1,08	Бак с раствором $MnSO_4$	Мак Таггарт [9]
1,02	Бак с раствором $MnSO_4$	Данная работа
$1,09 \pm 0,10$	Ru—Be-источник и телескоп на протонах отдачи	Хаддал [7] и др.
1,10	Бак с раствором $MnSO_4$ , метод фотозмульсий	Точилин [18]

Так как в набор рабочих эталонов ВНИИМ входит также и Ra—Be( $\gamma, n$ )-источник ( $E_n = 0,3$  Мэв), то было определено отношение  $\eta_{Ra-Be(\gamma, n)} / \eta_{Ra-Be(\alpha, n)}$ , которое для счетчика ВНИИМ оказалась равным  $0,96 \pm 0,09$ .

Необходимо отметить, что часто для абсолютной градуировки «всеволоновых» счетчиков используют Ra—Be( $\alpha, n$ )-источники с известным выходом нейтронов. Однако выбор для абсолютной градуировки источника такого типа, по-видимому, неудачен, так как еще не совсем точно известны детали его нейтронного спектра, особенно в области малых энергий\*. Поэтому кажется более предпочтительным использовать для абсолютной градуировки «всеволонового» счетчика спектр нейтронов деления, который хорошо известен и достаточно хорошо воспроизводится [2].

Эффективность «всеволонового» счетчика ВНИИМ к нейтронам, испускаемым Ru—Be( $\alpha, n$ )-источником, помещенным в сферу из чистого графита диаметром 20 см, составляет 0,93%. При расчете этой величины

\* См. стр. 103.

не учитывали поглощение быстрых нейтронов в графитовой сфере, которое на основании известных нам данных не превышает 0,4%.

Методика измерения потока быстрых нейтронов градуированным «всеголовым» счетчиком включает:

- а) измерение скорости счета импульсов в данной точке нейтронного поля при помощи «всеголового» счетчика;
- б) определение поправки на положение эффективного центра;
- в) определение поправки на рассеяние;
- г) оценку фактора изотропности потока. Как правило, поток быстрых нейтронов почти никогда не бывает изотропным. В таких случаях измерения должны быть выполнены для нескольких различных положений источника, а общий поток определяется интегрированием.

Кроме того, если нет дополнительной информации о спектральном составе потока, можно [по формуле (1)] определить, хотя и приблизительно, среднюю энергию нейтронов  $\bar{E}_n$ . Полученные данные служат исходными для выбора значения эффективности по рис. 12 в случае, когда известен спектральный состав, или для оценки средней эффективности, если известна только средняя энергия нейтронов.

Погрешность измерения потоков быстрых нейтронов градуированным «всеголовым» счетчиком обусловлена, в основном, степенью размытия спектра нейтронов измеряемого потока, что однозначно связано с величиной отклонения относительной эффективности счетчика от прямой зависимости (рис. 12). Это отклонение в лучшем случае (в диапазоне энергии нейтронов от тепловых до 5 Мэв) не превышает  $\pm 5\%$  и с увеличением границы диапазона до 9 Мэв возрастает до  $\pm 9\%$  (теоретическая кривая и данные Де Пангера [5]).

Воспроизводимость абсолютной градуировки «всеголового» счетчика ежедневно проверяют по контрольному Pu—Be-источнику, о котором сказано выше.

Самыми неблагоприятными условиями для измерения нейтронного потока являются: 1) низкий поток (что приводит к большой статистической ошибке измерений); 2) широкий спектр нейтронов; 3) большой фон рассеянных нейтронов.

На «всеголовом» счетчике исследовано угловое распределение нейтронов различных источников. При этом обнаружено, что асимметрия в угловом распределении у некоторых источников может достигать 20—30% [15]. В результате контрольных опытов установлено, что такая большая асимметрия вызвана конструктивными особенностями исследуемых источников (наличие массивных пробок, колец и пр.).

Измерения углового распределения образцовых нейтронных источников, изготовленных по техническим условиям МРТУ-10-1-14-62, показали, что асимметрия исследуемых источников не превышает  $\pm 2\%$ .

#### Сравнение нейтронных источников различного спектрального состава

На созданной измерительной установке во ВНИИМ проводят сравнения нейтронных источников различного спектрального состава. В процессе измерений определяют скорости счета, соответствующие сравниваемым источникам, коэффициент асимметрии (если один из источников не образцовый) и поправку на фон рассеянных нейтронов. Выход нейтронов неизвестного источника  $Q_x$  определяют по формуле

$$Q_x = Q_0 \frac{n_x - n_{px}}{n_0 - n_{p0}} \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_x} \cdot \frac{\gamma_0(E_0)}{\gamma_x(E_x)} \cdot \frac{(R + \Delta r_x)^2}{(R + \Delta r_0)^2}, \quad (4)$$

\* См. стр. 133.

- где  $Q_0$  — выход нейтронов образцового источника;  
 $n_0, n_x$  — скорости счета, соответствующие образцовому и поверяемому источникам;  
 $n_{p0}, n_{px}$  — поправки на рассеянное излучение для образцового и поверяемого излучателей;  
 $\alpha_0, \alpha_x$  — коэффициенты асимметрии сравниваемых источников (для образцовых источников  $\alpha_0 = \alpha_x$ );  
 $\eta_0(E_0), \eta_x(E_x)$  — эффективность «всеволнового» счетчика к нейтронам образцового и поверяемого источников (рис. 12);  
 $R$  — расстояние между передней поверхностью счетчика и источником;  
 $\Delta r_0, \Delta r_x$  — поправки на эффективный центр «всеволнового» счетчика для нейтронов образцового и поверяемого источников.

На «всеволновом» счетчике сравнивали Ra—Be( $\alpha, n$ )-источник Н-28 с Pu—Be( $\alpha, n$ )-источником БН-37. С учетом коэффициентов асимметрии, поправок на эффективный центр и величины выхода нейтронов источника Н-28 для источника БН-37 получено значение выхода  $3,97 \cdot 10^5$  нейтр/сек ( $\pm 8\%$ ) [22], хорошо согласующееся с данными абсолютных измерений источника БН-37, равными  $4,06 \pm 0,09 \cdot 10^5$  нейтр/сек.

Более подробно методика сравнения нейтронных источников различного спектрального состава и расчет погрешностей измерений рассмотрен в Методических указаниях № 226 [22] и в работе [19].

Таблица 2

Угол, $\varphi^\circ$	Скорость счета ( $10^{-3}$ имп/мин) при оси вращения	
	совпадающей с осью цилиндра	перпендикулярной к оси цилиндра
0	33,4	32,8
30	33,0	32,2
60	33,0	32,0
80	32,7	33,3
120	33,0	32,2
150	32,8	31,8
180	33,0	32,8
210	32,9	32,7
240	32,7	31,9
270	32,9	32,3
300	33,1	32,4
330	32,8	32,4

Диапазон выхода нейтронов сравниваемых источников на данной установке составляет  $10^4$ — $10^6$  нейтр/сек. Нижний предел определяется фоном и минимальным расстоянием, на котором еще можно найти поправку на рассеянное излучение. Погрешность сравнения составляет 6—10% в зависимости от степени различия нейтронных спектров сравниваемых источников, причем основной вклад в погрешность вносит отклонение относительной эффективности «всеволнового» счетчика от прямой линии (рис. 12).

#### Международные сличения Ra—Be( $\alpha, n$ )-источников

В соответствии с программой международных сличений МБМВ ВНИИМ в 1963 г. принимал участие в международных сличениях канадского Ra—Be( $\alpha, n$ )-эталона NRC-200-1 [23, 24]. Одновременно с измерениями выхода нейтронов источника NRC-200-1 абсолютными методами [25] во ВНИИМ на «всеволновом» счетчике проводили также сравнение в «открытой» геометрии канадского эталона с Ra—Be( $\alpha, n$ )-источником ЭН-100 из эталонного набора ВНИИМ. При этом особое внимание было уделено изучению асимметрии в угловом распределении сравниваемых источников. Из табл. 2, в которой приведены данные об анизотропии Ra—Be( $\alpha, n$ )-источника NRC-200-1, следует, что анизотропия для случая совпадения оси вращения источника с осью цилиндра не превышает  $\pm 1\%$ , а когда ось вращения перпендикулярна к оси цилиндра, она не превышает  $\pm 1,5\%$ . При этом максимально возможная анизотропия составляет  $(5 \pm 0,5)\%$ .

В процессе сравнения были измерены скорости счета, соответствующие источнику и фону (статистическая ошибка 0,4%).

Коэффициент асимметрии и поправка на фон составляли соответственно 1,02 и 3% для источника 2ЭН-100 и 1,015 и 1% для NRC-200-1 [19]. Отношение сравниваемых источников найдено равным

$$Q_{2ЭН-100}/Q_{NRC-200-1} = 0,32.$$

Выход источника 2ЭН-100 измерен во ВНИИМ двумя абсолютными методами [26], в результате чего получено значение  $Q_{2ЭН-100} = 1,04 \cdot 10^6$  нейтр/сек  $\pm 1,1\%$ .

Основываясь на этих измерениях, выход канадского эталона в результате относительных измерений найден равным  $3,25 \cdot 10^6$  нейтр/сек  $\pm 1,3\%$  (на январь 1963 г.).

Полученное в результате относительных измерений значение выхода нейтронов хорошо согласуется с данными абсолютных измерений источника NRC-200-1 во ВНИИМ, с данными абсолютных и относительных измерений выхода нейтронов канадского эталона, выполненных в передовых метрологических лабораториях мира [23, 27, 28], а также со средним взвешенным международным значением [25].

В заключение необходимо отметить, что в связи с относительно постоянной эффективностью «всеволнового» счетчика к нейтронам разных энергий, его в той или иной модификации используют почти в каждой лаборатории, имеющей дело с нейтронными измерениями. Поэтому сравнение характеристик относительной эффективности счетчиков, а следовательно, и проверка методов измерения пиков быстрых нейтронов при помощи «всеволновых» счетчиков представляют большой практический интерес. При этом возможно осуществление как прямых сравнений (т. е. измерения при неизменных геометрических условиях одного и того же потока одновременно или последовательно двумя сравниваемыми счетчиками), так и проверки отдельных точек на кривой относительной эффективности или отношений вида  $\gamma_{Ra-Be}(\gamma, \alpha)/\gamma_{Ra-Be}(\alpha, \beta)$ ,  $\gamma_{1,9 Mev}^1/\gamma_{1,9 Mev}$  и др.

В последнем случае проверку можно осуществить круговыми сличениями транспортабельных Ra—Be( $\gamma, n$ )-источников, источников спонтанного деления (или других, имеющих спектр нейтронов деления с  $\bar{E}_n \sim 1,9$  Мэв), Ra—Be( $\alpha, n$ ) и других, и измерением в каждой лаборатории потока от данного источника в заданном направлении.

Несомненно, что второй метод сличений является менее точным, так как при этом появляется источник дополнительной погрешности — поправка на рассеяние, которая может быть различной в зависимости от конкретных геометрических условий измерения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Инихов Г. Н. Альфа-, бета-, гамма- и нейтронные излучатели. М., Госатомиздат, 1963.
2. Юдин М. Ф., Фоминных В. И. Нейтронная дозиметрия. М., Изд-во стандартов, 1964.
3. Hanson A. O., McKibben I. L. «Phys. Rev.», 1947, v. 72, p. 673.
4. Фоминных В. И., Ярицкина И. А. Установка для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 69(129). М.—Л., Стандартиз, 1962.
5. De Pangher I. «Nucl. Instr. Methods», 1959, v. 5, pt. 2, p. 61.
6. Allen W. D. «Atomic Energy Res. Establish.», 1955, NP/R 1667.
7. Аллен В. Д. Физика быстрых нейтронов, ч. I. М., Госатомиздат, 1963.
8. Graves E.R., Davis R. W. «Phys. Rev.», 1955, v. 97, p. 1205.
9. McTaggart M. H. «Atom. Weap. Res. Est.», NP/A, 1/59, b [7].



10. Вацет П. И., Тонпетян С. Г., Дорофеев Г. А. Детектор нейтронов с постоянной чувствительностью к нейтронам с энергиями от 0,025 до 14 Мэв. «Атомная энергия», 1959, т. 7, вып. 2.
11. Kuschpernik S. A. «Can. J. Phys», 1952, v. 30, p. 403.
12. Rebaue G. Bull. Soc. roy. sci. Liège, 1962, v. 31, pt. 1—2, p. 94.
13. Коган А. М. и др. Отражение от парафина и воды нейтронов с разными энергиями. «Атомная энергия», 1957, т. 7, вып. 4.
14. Толченов Ю. М., Чайковский В. Г. В сб. «Ядерно-физическая, дозиметрическая и радиометрическая аппаратура», М., Госатомиздат, 1962.
15. Фоминных В. И., Ярицына И. А. Актинно-бериллиевые излучатели. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд-во стандартов, 1964.
16. Лангсдорф А. В сб. «Физика быстрых нейтронов», ч. 1, М., Госатомиздат, 1963, стр. 282.
17. Nobles R. A. et al. «Rev. Sci. Instr.», 1954, v. 25, p. 334.
18. Tschilin E. Neutron Dosimetry, Vienna, Int. Atom. En. Agency, 1963, v. 1, p. 553.
19. Фоминных В. И. К вопросу о сравнении нейтронных излучателей различного спектрального состава. «Измерительная техника», 1965, № 6.
20. Васильев Р. Д. и др. Исследование источника тепловых нейтронов. «Атомная энергия», 1963, т. 15, № 3.
21. Allen W. D., Henkel R. L. Progress in Nucl. En., «Phys. and Mathem», Ser. 2, 1957, v. 2, p. 26.
22. Фоминных В. И. Методические указания. М.—Л., Издательство стандартов, 1964, № 226.
23. Geiger K. W. «Can. J. Phys», 1960, v. 38, pt. 4, p. 569.
24. Geiger K. W. et al. «Can. J. Phys», 1964, v. 43, p. 250.
25. Андреев О. Л., Силин Ю. С., Стуков Г. М., Фоминных В. И., Щеголев В. Т., Ярицына И. А. Международные сличения нейтронных источников. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 2.
26. Константинов А. А., Фоминных В. И., Ярицына И. А. Абсолютное измерение выхода нейтронных источников методом активации марганца. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
27. Comité intern. des Poids et Mesures. Procès — Verbaux des séances; 52-e ses. 1963 (1—4 oct) 2-e Série, Paris, 1964, v. 31, p. 41.
28. Comité intern. des Poids et Mesures. Comité pour l'ons. Les Etalons de Mesure des Rad. ionis. 4-e ses. 1963 (6—7 mai), Paris, 1964, p. 25.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

### О ВОЗМОЖНОСТИ ГРАДУИРОВКИ НЕЙТРОННЫХ РАДИОМЕТРОВ И ДОЗИМЕТРОВ В КОЛЛИМИРОВАННОМ ПУЧКЕ НЕЙТРОНОВ

*Анализируются недостатки существующей методики градуировки нейтронных радиометров с помощью открытого образцового источника и описываются два возможных пути их устранения. Приводятся экспериментальные данные, подтверждающие возможность разработки и преимущества методики градуировки нейтронных радиометров в коллимированном пучке.*

Для нейтронных измерений разрабатываются приборы двух типов: нейтронные радиометры, измеряющие плотность потока нейтронов, и нейтронные дозиметры, обеспечивающие измерение нейтронных доз за биологической защитой. В этой связи резко встал вопрос о единой методике градуировки и поверки нейтронной аппаратуры с целью обеспечения единства нейтронных измерений в стране.

Как известно [1], в настоящее время нейтронные радиометры и дозиметры градуируют в «открытой» геометрии. Поверяют их по изложенной ниже методике, используя образцовые источники нейтронов. Зная выход такого источника, подсчитывают на основании закона обратных квадратов расстояний плотность потока быстрых и промежуточных нейтронов в рассматриваемой точке поля, куда помещают детектор поверяемого или градуируемого радиометра (с учетом эффективного центра детектора). Отсчитывают показания радиометра  $N$ , затем между источником и детектором вплотную к источнику помещают экранирующий конус (из смеси 95% парафина и 5% карбида бора) длиной  $\sim 40$  см и отсчитывают показания радиометра  $N_k$ . При этом считают, что последние показания радиометра соответствуют плотности нейтронного потока, рассеянного окружающими предметами.

Измерения повторяют не менее 10 раз. Затем находят средние значения  $\bar{N}$  и  $\bar{N}_k$  и вычисляют их разность  $(\bar{N} - \bar{N}_k)$ . Она должна соответствовать расчетной плотности потока нейтронов в данной точке поля, чего добиваются, изменяя чувствительность радиометра.

Для снижения вклада рассеянного нейтронного излучения в показания радиометра поверку и градуировку рекомендуется проводить в помещениях, в которых расстояние от детектора и источника нейтронов до стен, пола и потолка не менее 1,5 м.

По тепловым нейтронам радиометры градуируют также в «открытой» геометрии, при этом источник быстрых нейтронов помещают в парафиновую сферу диаметром 0,15 м [2]. Этот принцип градуировки и поверки радиометров аналогичен принципу градуировки по быстрым нейтронам и основан на методе кадмиевой разности. Плотность потока

нейтронов  $P$  в рассматриваемой точке поля рассчитывают по формуле

$$P = \frac{Q}{4\pi(R_0 + R_{\text{эфф}})^2} \alpha k,$$

где  $Q$  — выход быстрых нейтронов источника;

$R_0$  — расстояние между центром источника и детектором;

$R_{\text{эфф}}$  — поправка на эффективный центр детектора;

$\alpha$  — коэффициент, учитывающий асимметрию выхода нейтронов источника;

$k$  — коэффициент, связывающий плотность потока тепловых нейтронов с выходом источника быстрых нейтронов, помещенного в парафиновую сферу.

Эта формула отличается от формулы для расчета плотности потока быстрых нейтронов только наличием коэффициента  $k$ , который изменяется от 0,11 до 0,13 в зависимости от типа используемого источника.

К существенным недостаткам описанной методики следует отнести следующее:

1. Использование «открытой» геометрии приводит к тому, что вклад рассеянного излучения в плотность потока быстрых нейтронов, как показали наши опыты, может достигать 50—100% при изменении расстояния между источником и детектором от 1 до 2 м. При этих условиях измерения искомое показание поверяемого или градуируемого радиометра находят как разность двух относительно близких друг к другу показаний прибора. Такая разность не может быть определена достаточно точно с помощью радиометров, имеющих погрешность измерений до  $\pm 20\%$ .

2. Если расстояние между источником и детектором меньше 50 см, то при существующей методике не учитывается рассеянное нейтронное излучение, хотя, как показали наши измерения, при  $R=40$  см рассеяние может составлять 8—10%.

3. Данные измерений в работе [3] показали, что применение экранирующего конуса дает результаты, завышенные на 1,5—3%, что тоже необходимо учитывать при градуировке и поверке радиометров.

4. Существующая методика не учитывает также изменения спектрального состава нейтронов в результате рассеяния, что вносит добавочную погрешность в показания радиометров из-за зависимости этих показаний от энергии нейтронов. Спектр рассеянного излучения будет меняться с изменением геометрических условий поверки или градуировки нейтронных радиометров.

5. Одним из самых существенных недостатков данной методики является большая трудоемкость и длительность градуировки нейтронных радиометров. Например, чтобы найти одну точку шкалы радиометра, необходимо произвести не менее 40 отсчетов.

В связи с изложенным выше встает вопрос о необходимости разработки новых методов градуировки нейтронной аппаратуры. При наличии образцовых нейтронных радиометров и дозиметров можно было бы градуировать нейтронную аппаратуру с их помощью методом замещения. Как известно, при этом методе дозы излучения или плотность нейтронного потока измеряют в одной и той же точке поля излучения последовательно образцовым и рабочим приборами и результаты этих измерений сравнивают. Однако в связи с отсутствием образцовых нейтронных приборов приходится при поверке и градуировке нейтронной аппаратуры использовать метод образцового нейтронного источника. В этом случае определяют интересующую характеристику поля излучения образцового нейтронного источника в данной точке поля и резуль-

таты измерений сравнивают с расчетным значением данной характеристики, исходя из выхода образцового нейтронного источника и учитывая поправки на рассеяние. Поэтому желательно разработать такой метод, в котором вклад рассеянного излучения мало зависел бы от условий, в которых поверяют и градуируют нейтронную аппаратуру по образцовому источнику.

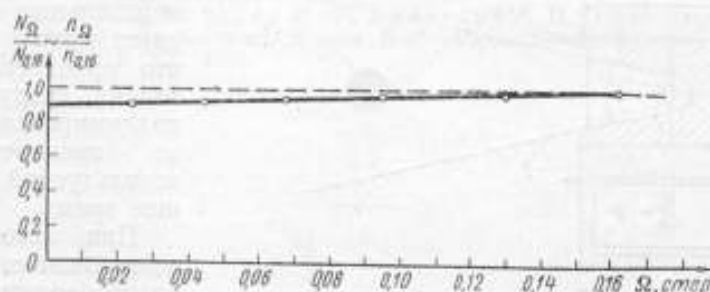


Рис. 1. Зависимость относительной скорости счета двойного замедлителя от апертуры коллиматора.

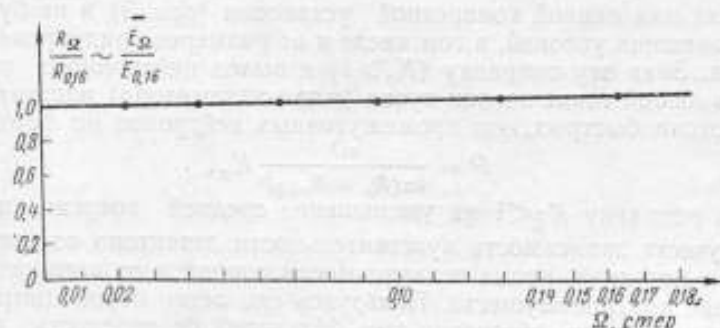


Рис. 2. Зависимость средней энергии нейтронов от апертуры коллиматора.

Результаты настоящей работы дают возможность предложить следующий метод градуировки нейтронной аппаратуры в коллимированном пучке нейтронов. Образцовый источник используют не в «открытой» геометрии, а помещают в защитный контейнер-коллиматор. Защиту контейнера рассчитывают так, чтобы внешнее излучение его стенок уменьшилось на 1,5–2 порядка. При этом вклад рассеяния в самых плохих условиях будет не более 1%, что вполне допустимо. В боковой стенке защитного контейнера-коллиматора имеется отверстие. Выбирают такую апертуру коллиматора, при которой прямые неослабленные нейтроны не попадают на стены, пол, потолок и другие рассеиватели, а сечение пучка нейтронов перекрывает сечение детектора в несколько раз.

Как показали эксперименты [3], если источник нейтронов поместить в такой защитный контейнер-коллиматор, то плотность потока увеличится примерно на 70%, а средняя энергия нейтронов в потоке уменьшится на 8%. Были исследованы контейнеры с коллиматором из парафина, парафина с карбидом бора и полиэтилена с бором. Все эти контейнеры снаружи окружены еще кадмием. Предварительные опыты по-



казали, что повышение плотности потока и уменьшение средней энергии нейтронов  $E_n$  (рис. 1 и 2) мало зависят от апертуры коллиматора при изменении угла  $\Omega$  от 0,16 до 0,02 *стер* (плоский угол соответственно 26° и 10°). С помощью метода кадмиевой разности было показано, что при таких апертурах из коллиматора практически не выходят тепловые нейтроны.

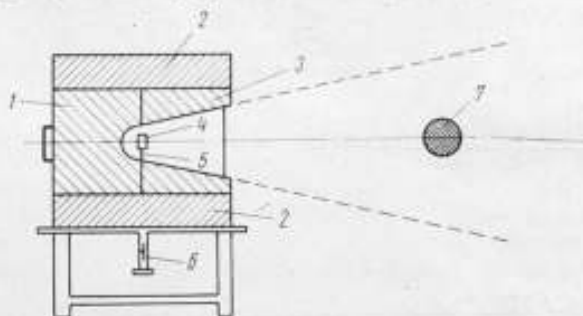


Рис. 3. Коллимационный узел.

1 — задняя пробка коллиматора; 2 — защитный контейнер; 3 — коллиматор (сменный); 4 — источник; 5 — стойка источника; 6 — устройство для перемещения источника; 7 — детектор.

постоянна для данной конкретной установки (рис. 3) и не будет зависеть от внешних условий, в том числе и от размеров градуировочного помещения. Зная эту поправку ( $K_n > 1$ ) и выход нейтронного источника, можно в любой точке на оси пучка (или коллиматора) рассчитать плотность потока быстрых или промежуточных нейтронов по формуле

$$P = \frac{\alpha Q}{4\pi(R_0 + R_{эфф})^2} K_n.$$

Зная поправку  $K_E < 1$  на уменьшение средней энергии нейтронов, можно учесть зависимость чувствительности детектора от энергии.

Такая методика, кроме независимости поправок от внешних условий, имеет еще ряд преимуществ. Пользуясь ею, легко осуществить механизацию градуировки, обеспечив еще большую безопасность персонала при сравнительно малых габаритах установки. Методика коллимированного пучка дает возможность резко увеличить производительность труда при градуировке, значительно сократив время на нанесение или поверку каждой требуемой точки шкалы, что крайне важно при серийной градуировке или поверке приборов.

Кроме методики коллимированного пучка нейтронов, использующей образцовый источник и контейнер-коллиматор с известными характеристиками, возможен еще и другой путь — это разработка и создание образцовых радиометров и дозиметров. Во ВНИИМ проводили научно-исследовательские работы с целью создания образцовой аппаратуры для измерения нейтронных доз [4]. На основании результатов этих работ были сделаны соответствующие выводы и составлено техническое задание на разработку образцовых дозиметров. Имея такой дозиметр или радиометр, можно градуировать приборы методом замещения в одном и том же однородном поле нейтронов любого источника в любых условиях, вводя, если нужно, свои поправки.

Обе указанные методики градуировки нейтронной аппаратуры (с коллимированным пучком или по образцовому прибору) имеют много преимуществ по сравнению с существующей методикой градуировки по образцовым источникам с учетом рассеяния с помощью экранирующего конуса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. Ф., Фоминных В. И. Нейтронная дозиметрия. М., Стандартгиз, 1964.
2. Дорофеев Г. А. Исследование источника тепловых нейтронов. «Атомная энергия», 1963, т. 15, № 3, стр. 200.
3. Юдин М. Ф., Яновский А. П. Рассеяние нейтронного излучения при градуировке дозиметров и излучателей. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. М.—Л., Изд. стандартов, 1964.
4. Слепышков С. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Поддержание единства измерений в области нейтронной дозиметрии. В сб. «Радиационная физика», ч. II, Рига, изд-во АН Латвийской ССР, 1964.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

## IV. ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

УДК 546.296 : 621.386

В. Г. ЛАБУШКИН, Л. С. РУЗЕР  
ВНИИФТРИ

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОСКОКА ДОЧЕРНИХ ПРОДУКТОВ РАДОНА ЧЕРЕЗ ФИЛЬТРЫ ТИПА АФА-РМП, НЭЛ и ЛФС

*Приводятся экспериментальные результаты определения коэффициентов проскока дочерних продуктов радона через фильтры типов АФА-РМП, НЭЛ и ЛФС, выпускаемых отечественной промышленностью.*

При определении концентрации радиосактивных аэрозолей в воздухе пробы на практике чаще всего отбирают, прокачивая определенный объем воздуха через тонковолокнистые фильтры. В связи с этим актуальное значение имеет вопрос об эффективности фильтрации или значении коэффициента проскока радиоактивных веществ через фильтр.

В связи с этим для определения концентрации радиоактивных аэрозолей в воздухе необходимо, чтобы коэффициент проскока для фильтра был известен точно. Во ВНИИФТРИ были экспериментально измерены методом пакета фильтров коэффициенты проскока дочерних продуктов радона через фильтры типов АФА-РМП, НЭЛ и ЛФС.

При измерении активности дочерних продуктов радона, осевших на фильтрах типов АФА-РМП и НЭЛ, пользовались известной методикой анализа кривой распада суммарной  $\alpha$ -активности [1], а для фильтра типа ЛФС — методикой, основанной на спектрометрии  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения осадка на фильтре [2].

Источником радона служил жидкий препарат с  $1,24 \cdot 10^{-5}$  г радия, помещенный в камеру 1 КА-НЖ. В потоке воздуха, содержащего радон и его дочерние продукты, ставили пакет из нескольких фильтров и по отношению значений активности, осевшей на каждом из фильтров, определяли коэффициент проскока по формуле

$$K = 1 - \frac{m \sum_0^n q_i}{n \sum_0^n q_i},$$

где  $q_i$  — концентрация дочернего продукта радона перед  $i$ -тым фильтром;

$n$  — количество фильтров в пакете;

$m$  — число лобовых фильтров, для которых определяется проскок.

В табл. 1 и 2 приведены усредненные по 20 экспериментам коэффициенты проскока дочерних продуктов радона суммарные для фильтров

типов АФА-РМП и НЭЛ (табл. 1) и отдельно для RaA, RaB и RaC (табл. 2) при линейных скоростях фильтрации 50, 100 и 200 см/сек.

Значения коэффициентов проскока каждого из дочерних продуктов через фильтр типа ЛФС в интервале скоростей 17 ÷ 83 см/сек следующие:  $K_A = 0,056 \pm 0,011$ ;  $K_B = 0,056 \pm 0,011$ ;  $K_C = 0,050 \pm 0,010$ .

Из приведенных экспериментальных данных следует, что коэффициенты проскока существенно различны для фильтров различных марок.

При этом для вторых фильтров в пакете они всегда больше, чем для первых. По-видимому, это объясняется проскоком в данном случае мелкодисперсной фракции аэрозолей.

Обращает на себя внимание, что дочерние продукты радона RaA, RaB и RaC проскакивают через фильтры примерно в одинаковых количествах, т. е. что нет избирательного проскока какого-либо из дочерних продуктов.

Поскольку паспортные данные о коэффициентах проскока фильтров ряда марок относятся к скоростям фильтрации, слишком малым для аэрозольных радиометров, встает вопрос о необходимости разработки стандартной методики определения величины проскока радиометрических фильтров.

Таблица 1

Линейная скорость фильтрации, см/сек	Коэффициент проскока фильтра		
	1-го	2-го	3-го
Фильтр типа НЭЛ			
50	0,174	0,252	—
100	0,199	0,285	—
200	0,168	0,271	0,197
Фильтр типа АФА-РМП			
50	0,054	0,138	—
100	0,032	0,159	—
200	0,077	0,147	—

Таблица 2

Линейная скорость фильтрации, см/сек	Фильтр	Коэффициент проскока фильтра					
		тип НЭЛ			тип АФА-РМП		
		RaA	RaB	RaC	RaA	RaB	RaC
50	1-й	0,188	0,162	0,172	0,061	0,053	0,048
	2-й	0,266	0,249	0,283	0,125	0,186	0,154
	3-й	—	—	—	—	—	—
100	1-й	—	0,159	0,158	0,041	0,028	0,029
	2-й	0,253	0,246	0,262	0,167	0,157	0,140
	3-й	0,246	0,290	0,226	—	—	—
200	1-й	0,183	0,179	0,164	0,095	0,072	0,073
	2-й	0,282	0,265	0,281	0,207	0,135	0,121
	3-й	0,214	0,244	0,176	—	—	—

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Tsivoglou E., Ayer H. and Holady D. «Nucleonics», 1953, v. 11, N 9, p. 40.
2. Лабужкин В. Г., Рузер Л. С. О методе определения концентрации короткоживущих дочерних продуктов радона в воздухе по  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучениям. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 1.

Статья поступила  
в марте 1965 г.



**ДИФФУЗИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ  
ИЗ ЛАМИНАРНОГО ПОТОКА  
(В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ)  
(Обзор)**

*Дан критический анализ экспериментальных работ, посвященных вопросам диффузионного осаждения радиоактивных аэрозолей при прохождении по цилиндрическим каналам. Предложен способ определения доли «свободных»\* атомов в общей концентрации радиоактивных аэрозолей в воздухе, основанный на измерении коэффициента осаждения аэрозолей в канале за счет диффузии из ламинарного потока к стенкам.*

При измерении концентраций радиоактивных аэрозолей всегда отбирают пробы, откачивая воздух из данного объема по каким-либо каналам пробоотборных устройств измерительной аппаратуры. Правильное измерение этих концентраций невозможно без учета потерь за счет диффузионного осаждения аэрозолей в каналах. Изучение этого вопроса важно также с точки зрения определения биологической опасности аэрозолей, поскольку одним из механизмов осаждения их в дыхательных путях человека является диффузия. Кроме того, изучение процесса диффузии к стенкам канала имеет большое значение при исследовании высокодисперсных аэрозолей, так как составляет основу одного из важнейших методов определения размеров частиц в них и, по-видимому, позволит создать методику измерения доли «свободных» атомов в общей атмосферной концентрации радиоактивных аэрозолей путем измерения диффузионного осаждения их из ламинарного потока.

Большинство работ по диффузионному осаждению радиоактивных аэрозолей основывается на результатах теоретической работы Гормлея и Кеннеди [1]. В этой работе авторы, исходя из общего вида уравнения конвективной диффузии

$$D \Delta n - \operatorname{div} nv = 0, \quad (1)$$

которое в цилиндрических координатах имеет вид:

$$D \left( \frac{\partial^2 n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \right) - \left( v_\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{v_\varphi}{\rho} \cdot \frac{\partial n}{\partial \varphi} + v_x \frac{\partial n}{\partial x} \right) = 0, \quad (2)$$

и используя закон параболического распределения скоростей в цилиндрическом канале

$$v_x(\rho) = \frac{2Q}{\pi R_0^4} (R_0^2 - \rho^2), \quad (3)$$

\* Под «свободными» атомами обычно понимают атомы радиоактивных веществ, не присоединившиеся к аэрозольным частицам.

решили задачу диффузии из ламинарного потока к стенкам круглой трубы. В формулах (1)–(3) принято:

$n$  — концентрация аэрозоля;

$D$  — коэффициент диффузии монодисперсного аэрозоля;

$v$  — скорость конвективного переноса;

$v_r, v_\varphi, v_x$  — радиальная, тангенциальная и аксиальная составляющие этой скорости;

$Q$  — объемная скорость течения в канале;

$R_0$  — радиус цилиндрического канала.

При конвективном переносе в направлении оси  $x$

$$v_r = v_\varphi = 0.$$

В случае ламинарного течения в канале

$$\frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial \varphi^2} = 0.$$

Авторы предполагают также, что скорость конвективного переноса вещества значительно больше скорости диффузионного переноса в том же направлении. Иными словами, пренебрегая членом  $D \frac{d^2 n}{d\varphi^2}$ , характеризующим продольную диффузию, по сравнению с членом  $v_x \frac{dn}{dx}$ , характеризующим конвективный перенос вещества, они приходят к уравнению

$$D \left( \frac{\partial^2 n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial n}{\partial \rho} \right) - v_x(\rho) \frac{\partial n}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

которое служит для экспериментального определения коэффициента диффузии  $D$ .

Решая это уравнение при граничном условии  $n=0$ , при  $\rho=R_0$  авторы находят следующее выражение для средней концентрации частиц аэрозоля  $\bar{n}(x)$  на расстоянии  $x$  от входа трубы:

$$\frac{\bar{n}}{n_0} = 0,819 e^{-3,657\mu} + 0,097 e^{-22,3\mu} + 0,032 e^{-5,7\mu}, \quad (5)$$

где

$$\mu = \frac{Dx}{R_0^2 \bar{u}},$$

$$\bar{u} = \frac{Q}{\pi R_0^2} \text{ — средняя линейная скорость течения в трубе.}$$

При выводе формулы (5) предполагали, что выражаемое уравнением (3) течение Пуазейля устанавливается у самого входа в трубу; иными словами, предполагали, что концентрация непрерывно убывает вдоль оси трубы и к периферии, что соответствует режиму диффузии к стенкам. В действительности это происходит лишь на расстоянии  $x=0,1R_0Re_f$  от входа в трубу, т. е. при не очень малых значениях параметра  $\mu$ .

Здесь

$$Re_f = \frac{2\bar{u}R_0 \cdot \gamma_g}{\eta} \text{ — число Рейнольдса, } \gamma_g \text{ — плотность и } \eta \text{ — вязкость воздуха.}$$

При малых  $\mu$  такой режим не успевает установиться, так как  $n=n_0$  по всему сечению, кроме пристенного слоя, и формула (5) неприменима; при  $\mu=0$  она дает, что  $n/n_0=0,93$  вместо единицы.

Для неустановившегося режима, т. е. для малых  $\mu$ , теми же авторами получена формула

$$n/n_0 = 1 - 2,56 \mu^{1/2} = 1,2 \mu + 0,177 \mu^{3/2}. \quad (6)$$

В табл. 1 [2] приведены вычисленные по формулам (5) и (6) значения  $\bar{n}/n_0$  для ряда значений  $\mu$ , из нее видно, что при  $0,01 \leq \mu \leq 0,1$  значения  $\bar{n}/n_0$  различаются меньше, чем на 1%. При  $\mu \leq 0,01$  следует пользоваться формулой (6), при  $\mu > 0,1$  — формулой (5).

Экспериментально измеряя величину  $\bar{n}/n_0$ , по формулам (5) и (6) можно вычислить коэффициент диффузии  $D$  и тем самым определить размеры частиц в случае монодисперсного аэрозоля.

Таблица 1

$\mu$	Значения $\bar{n}/n_0$ , вычисленные	
	по формуле (5)	по формуле (6)
0	0,948	1,000
0,0002	—	991
0004	—	986
001	—	975
002	—	962
004	—	940
005	0,916	931
01	885	893
02	833	836
03	789	790
04	750	750
05	716	715
10	578	576
20	394	383
30	274	245
50	131	056
0	021	19
0	005	25

В последнее время изучение диффузионного осаждения дочерних продуктов радона — основного источника радиационной опасности в урановых рудниках — стало особенно актуальным. Опубликован ряд работ, в которых были поставлены эксперименты по осаждению дочерних продуктов радона в моделях дыхательных путей человека. В работе [3] в качестве первого приближения трахеи была выбрана прямая трубка длиной 15 см и диаметром 1,8 см. Концентрация радона в камере, из которой воздух прокачивали через трубку, составляла  $25,2 \cdot 10^{-6}$  кюри/м<sup>3</sup> ( $0,93$  расп/сек  $\cdot$  см<sup>3</sup>). Изнутри трубку покрывали фильтровальной бумагой, которую после прокачки вынимали, и измеряли активность образовавшегося на ней осадка, составляющую 24% от общей активности аэрозолей, проходящих через трубку. Авторы делают недостаточно обоснованный вывод, что 97% осажденной активности принадлежит RaA. В работе много неясного, так, например, указывается, что RaA измеряется по RaC, не указан вид излучения, по которому производилось измерение. В работе измерен, также по методу Гормлея и Кеннеди, коэффициент диффузии атомов ThB, который найден равным  $0,054$  см<sup>2</sup>/сек. Это значение, по-видимому, не совсем точно, поскольку в примененной формуле Гормлея и Кеннеди не учитывается накопление ThB из Th, находящегося в трубке. Авторы при-

ходят к выводу, что осаждение в трахее и бронхах обусловлено в основном «свободными» атомами.

В работе [4] экспериментально измерен коэффициент диффузии атомов RaA. Авторы этой работы используют трубку, закрытую со стороны входа фильтром, который пропускает только радон, отсекая дочерние продукты, и определяют коэффициент диффузии атомов RaA, измеряя осаждение RaA, образовавшегося из радона в самой трубке. В этом случае уравнение конвективной диффузии имеет вид:

$$D \left( \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial n}{\partial r} \right) - 2 \bar{u} \left( 1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) \frac{\partial n}{\partial x} + q = 0, \quad (7)$$

где  $q$  — скорость образования атомов RaA в единице объема трубки.

При предположении, что нарастание концентрации RaA вдоль оси  $x$  происходит только до определенного предела, соответствующего равновесию между его образованием и оседанием ( $\frac{\partial n}{\partial x} = 0$ ), уравнение (7) переходит в

$$D \left( \frac{\partial^2 n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial n}{\partial \rho} \right) + q = 0. \quad (8)$$

Решая это уравнение, находят, что концентрация атомов RaA на выходе из трубки будет

$$n(\rho) = \frac{qR_0^2}{4D} \left( 1 - \frac{\rho^2}{R_0^2} \right). \quad (9)$$

Тогда среднюю концентрацию их можно записать так

$$\bar{n}(\rho) = \frac{1}{R} \int_0^R n(\rho) d\rho = \frac{1}{6} \frac{qR_0^2}{D}. \quad (10)$$

Количество RaA, выходящего из трубки,  $A_1 = \bar{n}V$  ( $V$ —объем трубки) и количество RaA, образовавшегося в ней,

$$A_2 = q t V,$$

где  $t = \frac{x}{u}$ .

Тогда пропуск  $K$  через трубку длиной  $x$  будет

$$K = \frac{A_1}{A_2} = \frac{1}{6} \frac{\bar{n} R_0^2}{D x}. \quad (11)$$

Измеряя экспериментально значение  $K$  по интенсивности  $\beta$ -излучения с единицы длины трубки, авторы вычисляют затем коэффициент диффузии атомов RaA и находят, что

$$D_{\text{RaA}} = 0,068 \text{ см}^2/\text{сек}.$$

В этой работе есть существенный недостаток, заключающийся в том, что измерение RaA по суммарному  $\beta$ -излучению связано со значительными погрешностями.

В работе [5] приведены результаты исследований осаждения дочерних продуктов радона на поверхности, а также описаны опыты по осаждению этих продуктов в трубках. При этом радиоактивный воздух прокачивали через трубку со скоростью 49 л/мин из большой камеры объемом 27 м<sup>3</sup>. Осаждение определяли по осадку на фильтре, расположенном на боковой поверхности трубки. В конце трубки ставили лобовой фильтр. Боковой фильтр имел площадь 28,3 см<sup>2</sup>, диаметр трубки 2,54 см. Измерения вели по суммарной  $\alpha$ -активности. Опыты проводили на двух трубках: длиной 30 и 40 см. Авторы делают вывод, что коэффициенты осаждения RaA, в короткой и длинной трубках отличаются в три раза, а коэффициенты осаждения RaC' почти не отличаются. При этом они считают, что условия осаждения в короткой трубке такие же, как и на входе длинной. Осаждение самого радона не наблюдалось. В работе отмечено, что при обычных условиях радон не осаждался на металлические, стеклянные и поливинилхлоридные поверхности и делается вывод, что ядра конденсации атмосферных аэрозолей с коэффициентом диффузии  $D = 2 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек осаждаются при данных условиях мало.

Эта работа заслуживает серьезного внимания, но и она имеет ряд больших недостатков. Например, не показано, учитывался ли «проскок»



аэрозолей через лобовой фильтр. Нет данных об осаждении RaB, хотя, по-видимому, если даже RaB осаждается меньше в верхних дыхательных путях человека, чем RaA, то все равно может оказаться, что он дает сравнимый вклад в поглощенную дозу. Неясно, как пересчитывали коэффициент осаждения в каком-либо месте трубки в интегральный коэффициент по всей трубке. Непонятно, как определяли вклад RaA в суммарную  $\alpha$ -активность; если его определяли из кривой  $\alpha$ -распада, представленной в полулогарифмическом масштабе, то это связано с большими погрешностями.

Перечисленные выше работы по диффузионному осаждению радиоактивных аэрозолей являются основными и заслуживающими внимания. Рассмотрение их показывает, что вопросы диффузионного осаждения радиоактивных аэрозолей до настоящего времени изучены недостаточно. Нет достоверных данных по коэффициентам осаждения дочерних продуктов распада радона — основного источника радиационной опасности на производствах по добыче и переработке урана. В работе [3] делается вывод о том, что активность «свободных» атомов представляет большую радиационную опасность, чем активность атомов, присоединившихся к аэрозолям. Эта работа послужила основанием к тому, что в ряде стран в настоящее время дочерние продукты радона при определении их радиационной опасности нормируют по «свободным» атомам RaA.

В то же время следует отметить, что до сих пор нет хорошо обоснованного количественного метода измерения доли «свободных» атомов в атмосферной концентрации радиоактивных аэрозолей, и данные по измерению этой доли весьма противоречивы.

#### Определение доли «свободных» атомов

При прохождении по различным каналам (цилиндрическим, прямоугольного сечения и др.) «свободные» атомы, обладающие высокой подвижностью, осаждаются в них в больших количествах за счет диффузии к стенкам, тогда как диффузионное осаждение радиоактивных аэрозолей намного меньше из-за меньшей подвижности аэрозольных частиц-носителей.

Рассчитывая по формулам (5) и (6) осаждение «свободных» атомов и аэрозольных частиц разного размера в зависимости от длины и радиуса цилиндрического канала, можно подобрать такие размеры его, когда при определенной скорости прокачки осаждение аэрозольных частиц в нем будет пренебрежимо мало по сравнению с осаждением «свободных» атомов. Такой канал может служить для измерения доли «свободных» атомов в объеме, из которого забирают воздух. Например, для канала длиной 300 мм и радиусом 5 мм при скорости прокачки 3 л/мин ( $\bar{u} = 63,7$  см/сек) коэффициенты осаждения частиц  $K_{теор}$  разного размера будут иметь значения, приведенные в табл. 2. Таким образом, видно, что осаждение частиц с радиусом  $R > 10^{-6}$  см в таком канале мало по сравнению с осаждением «свободных» атомов.

Таблица 2

Коэффициент осаждения	«Свободные» атомы	Радиус частиц, см			
		$10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$10^{-6}$
$K_{теор}$	51	18	8	2,5	1

С другой стороны, осаждеием аэрозольных частиц с  $R < 10^{-6}$  см можно пренебречь, так как в ряде работ показано:

1) что таких частиц в атмосферном воздухе намного меньше, чем частиц с  $R > 10^{-6}$  см [6];

2) что вероятность присоединения радиоактивных атомов к частицам аэрозоля малых размеров ( $R \leq 1,5 \cdot 10^{-7}$  см) мала и, следовательно, соответствующая им активность мала [7];

3) что активность естественных радиоактивных элементов (дочерних продуктов эманаций) распределена в основном на частицах радиусом  $10^{-5} - 10^{-6}$  см [8].

Это дает основание считать, что активность изотопов, осевших в таком канале, обусловлена в основном «свободными» атомами. Экспериментально измеренный коэффициент осаждения в нем будет:

$$K_{\text{эксп}} = \frac{A_{\text{св}}^{\text{ос}}}{A_2}, \quad (12)$$

где  $A_{\text{св}}^{\text{ос}}$  — активность «свободных» атомов, осевших на стенках канала;

$A_2$  — суммарная активность изотопов, входящих в канал, обусловленная как «свободными» атомами, так и аэрозолями.

Теоретический коэффициент осаждения «свободных» атомов рассчитывается по формулам (5) и (6) и равен

$$K_{\text{теор}} = \frac{A_{\text{св}}^{\text{ос}}}{A_{\text{св}}^{\text{в}}}, \quad (13)$$

где  $A_{\text{св}}^{\text{в}}$  — активность, соответствующая «свободным» атомам, входящим в канал.

Тогда доля «свободных» атомов в воздухе, входящем в канал, будет

$$f_{\text{св}} = \frac{A_{\text{св}}^{\text{в}}}{A_2} \quad (14)$$

или

$$f_{\text{св}} = \frac{K_{\text{эксп}}}{K_{\text{теор}}}. \quad (15)$$

Таким образом, измеряя  $K_{\text{эксп}}$  и рассчитывая  $K_{\text{теор}}$  в таком канале, можно определить долю «свободных» атомов в общей концентрации радиоактивных аэрозолей в воздухе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gormley P. G. and Kennedy M. Diffusion from a stream flowing through a cylindrical tube. Royal Irish Academy, 1949, v. 52, Section A, N 12.
2. Фукс Н. А. Успехи механики аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 73.
3. Chamberlain A. C., Dayson E. D. The British journal of Radiology, 1956, v. 29, N 342, y. 317.
4. Корпусов В. И., Огородников Б. И., Кириченко В. Н. Измерение коэффициента диффузии атомов методом осаждения из ламинарного потока. «Атомная энергия», 1964, т. 17, вып. 221.
5. Croft J. F., Perry K. E. G. An experimental study of the behaviour and detection of hazardous radon release in air. A. E. E. Winfrith, October 1962, N 5356, S. C. C. 10, PMF.
6. Chr. Junge. Die Konstitution. Ann. d. Meteor, 1956, v. 5, Beih.

7. Lassen L. und Rau G. Die Anlagerung radioactiver Atome an Acrosole. «Zeitschrift für Physik», 1960, S. 504.

8. Mohuen V., Sticstadt K. Die Verteilung der natürlichen Radioaktivität auf das Größenspektrum des natürlichen Aerosols. «Zeitschrift für Physik», 1963, Bd. 173, H. 3, S. 276.

Статья поступила  
в марте 1965 г.

## V. СПЕКТРОМЕТРИЯ ОБРАЗЦОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 539.164.03 : 535.853

Э. К. СТЕПАНОВ, Н. В. ТЮТКОВ  
ВНИИФТРИ

### АЛЬФА-СПЕКТРОМЕТР С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ $\alpha$ -ИСТОЧНИКОВ

*Приведены основные характеристики  $\alpha$ -спектрометра с полупроводниковым детектором и результаты исследований опытных экземпляров образцовых  $\alpha$ -источников 1-го разряда из  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ .*

При градуировке образцовых  $\alpha$ -источников весьма важно знать спектральные характеристики их излучения. Для этих целей был изготовлен  $\alpha$ -спектрометр с кремниевым поверхностно барьерным детектором (рис. 1). Выбор в качестве детектора полупроводникового счетчика обусловлен высокой эффективностью регистрации  $\alpha$ -частиц, хорошими спектрометрическими свойствами, относительной простотой устройства и удобством эксплуатации этого счетчика. Поэтому применение полупроводниковых счетчиков в исследованиях, связанных с изучением спектрального состава излучения  $\alpha$ -источников, очень перспективно.

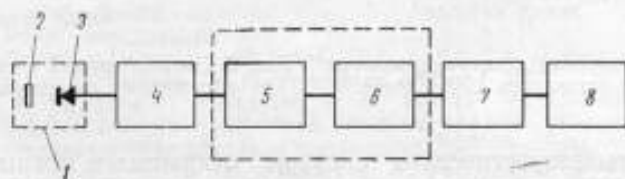


Рис. 1. Блок-схема альфа-спектрометра.

1 — вакуумная камера; 2 — источник; 3 — полупроводниковый счетчик; 4 — предусилитель, чувствительный к заряду; 5—6 — промежуточный и основной усилители; 7 — экспандер; 8 — 100-канальный анализатор импульсов АИ-100.

Принципиальные схемы и работа всех указанных на рис. 1 электронных блоков спектрометрического тракта дозольно подробно и хорошо изложены в ряде работ [1—4].

Среднее квадратическое значение уровня шума, приведенное ко входу предусилителя, составляет 20  $\mu\text{эВ}$  при постоянных времени дифференцирования и интегрирования, равных 1  $\mu\text{сек}$ , и входной емкости 100  $\text{пф}$ .

Коэффициенты усиления предусилителя, промежуточного и основного усилителей равны 40, 30 и 500 соответственно, причем в промежуточном и основном усилителях коэффициенты усиления можно регулировать в широком диапазоне.



Нелинейность всего спектрометрического тракта не превышает  $\pm 2\%$ . Полупроводниковый детектор был изготовлен из кремния *n*-типа с удельным сопротивлением  $\sim 150 \text{ ом} \cdot \text{см}$ .

Оптимальное рабочее напряжение смещения для  $\alpha$ -частиц с энергией  $\sim 5 \text{ Мэв}$  равно 6 в. Спектрометр позволяет регистрировать  $\alpha$ -частицы с энергиями в диапазоне 1—10 Мэв, а также исследовать спектры внутри указанного диапазона по частям.

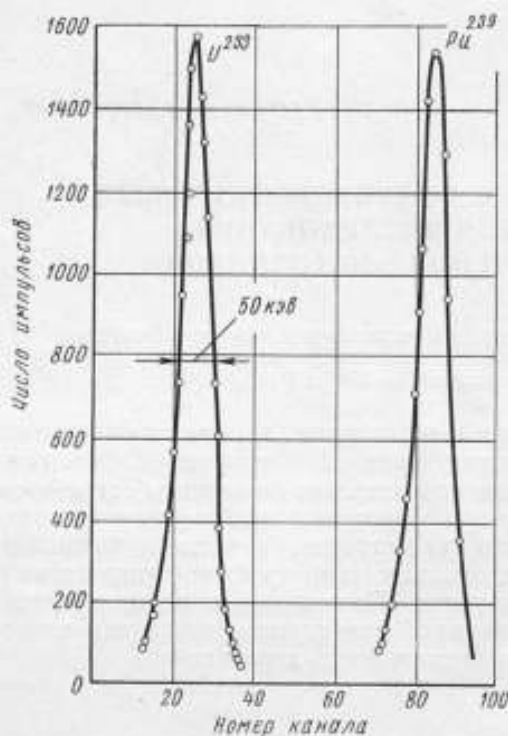


Рис. 2. Энергетические спектры открытых образцов  $\alpha$ -источников  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ .

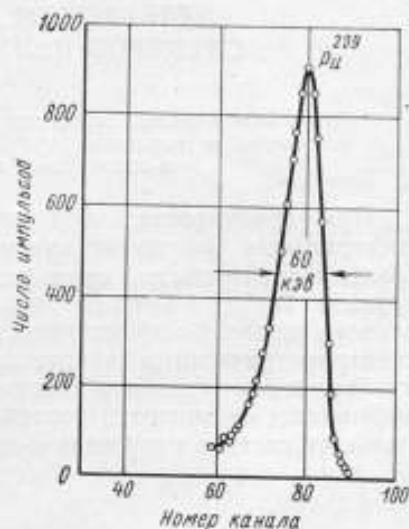


Рис. 3. Энергетический спектр покрытого образцового  $\alpha$ -источника  $Pu^{239}$ .

Были сняты энергетические спектры открытых и покрытых тонкой пленкой (до  $200 \text{ мкг/см}^2$ ) образцовых источников  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ . Полученные типичные спектры открытых источников  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$  приведены на рис. 2, и покрытого тонкой пленкой  $\alpha$ -источника — на рис. 3. Поскольку толщина активного слоя источников равна  $0,5 \text{ мкг/см}^2$ , самопоглощением в них можно пренебречь и размытие пиков отнести за счет шумов детектора и электронной аппаратуры. Для всех непокрытых источников разрешение (ширина пика на полувысоте) составило 48—53 кэв. В результате покрытия активного пятна источника пленкой разрешение несколько ухудшается и составляет 60—70 кэв.

Стабильность электронной аппаратуры периодически контролировалась в процессе работы по положению вершин пиков от спектрометрического дуплета  $U^{233} + Pu^{239}$ . Шкалу анализатора по энергиям градуировали по  $\alpha$ -линиям  $Ra^{226}$ ,  $Rn^{222}$  и  $RaA(Po^{218})$  неманирующего источника  $Ra^{226}$ .

Большой интерес представляет вопрос о наличии в образцовых источниках радиоактивных примесей. Было исследовано несколько  $\alpha$ -источни-

ков с целью определения их спектральной чистоты. На рис. 4 приведен спектр  $\alpha$ -источника  $U^{233}$ . Как видно из этого спектра, наряду с основной  $\alpha$ -линией  $U^{233}$  в спектре есть  $\alpha$ -линии с энергиями приблизительно 5,29; 5,47; 5,73 Мэв и др. Эти энергетические спектры, по всей вероятности, относятся к радиоактивным изотопам  $Am^{243}$  ( $E_{\alpha} = 5,266$  Мэв),  $Am^{241}$  ( $E_{\alpha} = 5,484$  Мэв),  $Cm^{241}$  ( $E_{\alpha} = 5,801$  Мэв) [5]. По данному спектру можно также оценить относительное содержание радиоактивных примесей в  $\alpha$ -источниках.

Таким образом, применение  $\alpha$ -спектрометра при градуировке образцовых  $\alpha$ -источников дает возможность по спектрометрическим характеристикам заключить о спектральной чистоте источника, относительном содержании примесей, а также о состоянии образцовых  $\alpha$ -источников.

Кроме того,  $\alpha$ -спектрометр может быть использован для спектрометрии исходных радиоактивных материалов, применяемых при изготовлении  $\alpha$ -источников, для оценки толщины пленок закрытых  $\alpha$ -источников и в ряде других экспериментов.

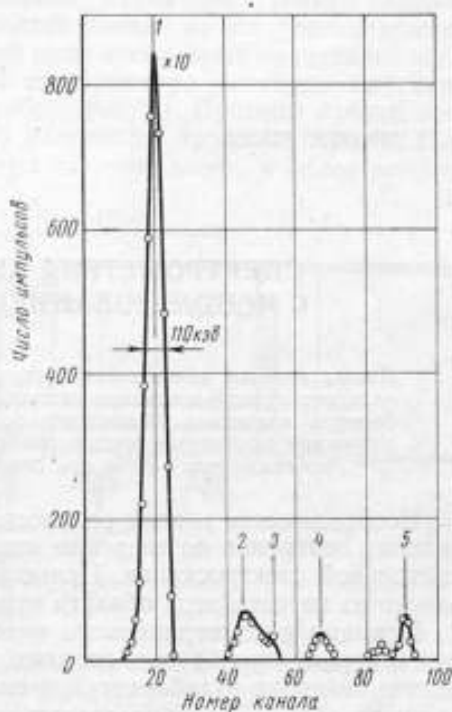


Рис. 4. Спектральный состав образцового  $\alpha$ -источника из  $U^{233}$ .

1 —  $E = 5,81$ ; 2 —  $E = 5,29$ ; 3 —  $E = 5,47$ ;  
4 —  $E = 5,75$  и 5 —  $E = 6,20$  Мэв.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fairstan E. Consideration in the Design of Pulse Amplifiers for Use with Solid State Radiation Detectors. IRE Trans. NS-8, No 1, p. 129. (См. перевод «Полупроводниковые счетчики излучений», М., Госатомиздат, 1962, стр. 262).
2. Chase K. L., Higginbotham Y. A., Miller G. L. Amplifiers for Use P-N Junction Radiation Detectors. IRE Trans. NS-8, No 1, p. 147. (См. перевод: «Полупроводниковые счетчики излучений», М., Госатомиздат, 1962, стр. 286).
3. Blankenship I. L., Borkowski G. J. Performance of Silicon Surface Barrier Detectors with Charge Sensitive Amplifiers. IRE Trans. NS-8, No 1, p. 17. (См. перевод: «Полупроводниковые счетчики излучений», М., Госатомиздат, 1962, стр. 34).
4. Горн А. С., Крашениников И. С., Хазанов Б. И. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. М., Госатомиздат, 1963.
5. Железов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд-во АН СССР, 1963.

Статья поступила  
в марте 1965 г.

**СПЕКТРОМЕТРИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ**

*Дается краткий обзор спектрометров быстрых нейтронов, в которых используют пропорциональные счетчики. Рассматриваются достоинства и недостатки последних. Отмечаются основные факторы, определяющие энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков, приводится методика дискриминации  $\gamma$ -фона при спектрометрии смешанного излучения*

Необходимость знания во многих физических экспериментах распределения нейтронов по энергиям привела к созданию мощного аппарата нейтронной спектроскопии. Целью настоящей статьи является описание одного из методов этой области измерений.

Принцип рассматриваемого метода прост: протон при рассеянии на нем нейтрона приобретает энергию, тем большую, чем больше угол рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат. При облучении известного объема водородосодержащего газа моноэнергетическими нейтронами в нем возникают протоны отдачи с энергиями от нуля до максимальной энергии падающих нейтронов. Спектр полученных протонов отдачи для этих энергий будет представлять собой прямоугольник, если  $n$ - $p$ -рассеяние в области рассматриваемых энергий изотропно. Практически, однако, спектр не бывает прямоугольным, а имеет более или менее пологий спад. Протяженность спада определяется рядом причин, важнейшие из которых будут разобраны ниже.

Водород наиболее удобен для использования в спектрометрах быстрых нейтронов. Сечение  $n$ - $p$ -рассеяния на водороде имеет вид плавной кривой, в широком диапазоне следует закону  $1/v$  и хорошо определено. Кроме того,  $n$ - $p$ -рассеяние на водороде не имеет заметной анизотропии вплоть до 10 Мэв. Использование ядер отдачи более тяжелых элементов значительно ухудшает характеристики спектрометра [1—3].

Каждый спектрометр характеризуется, в основном, тремя величинами: разрешением, эффективностью и динамическим диапазоном. Под разрешением обычно подразумевают отношение измеренной ширины пика моноэнергетических нейтронов (на половине его максимальной высоты) к энергии нейтронов. Эффективность характеризует отношение числа нейтронов, зарегистрированных спектрометром, к полному числу нейтронов, падающих на него. Наконец, динамический диапазон показывает отношение максимальной энергии нейтронов к минимальной, которые можно одновременно измерять прибором.

Рассматриваемый метод характеризуется сравнительно высоким разрешением и хорошей эффективностью, хотя динамический диапазон его не превышает нескольких единиц.

## Спектрометры с тонким радиатором

Все спектрометры, в которых использован метод ядер отдачи, делятся на два класса в зависимости от толщины радиатора. Тонкий радиатор, как правило, выполняется в виде тонкой пленки из водородосодержащего материала. Чаще других для этой цели используют полиэтилен и глицеролтристеарат. Примером такого спектрометра является описанный Бэймом, Хаддардом и Перри [4] прибор (рис. 1). Протоны отдачи, вылетающие из тонкого ( $0,3-75 \text{ мг/см}^2$ ) радиатора, проходят через два пропорциональных счетчика, включенных на совпадения, и далее регистрируются сцинтилляционным счетчиком. Апертура прибора определяется геометрическими размерами радиатора и платиновой диафрагмы на поверхности сцинтиллятора. Набор радиаторов различной толщины выполнен в виде турели. Разрешение прибора около 10%.

Спектрометр несколько иной конструкции был построен Перлоу [5]. Он состоял (рис. 2) из двух пропорциональных счетчиков 1 и 3, между которыми расположен коллиматор 2 в виде поперечных щелей. Протоны отдачи, не закончившие свой пробег во втором счетчике, исключались из регистрации системой счетчиков антисовпадений 4, расположенной за прозрачным катодом счетчика 3. Исследование спектрометра показало, что его разрешение достигает 10%. К сожалению, для стабильной рабо-

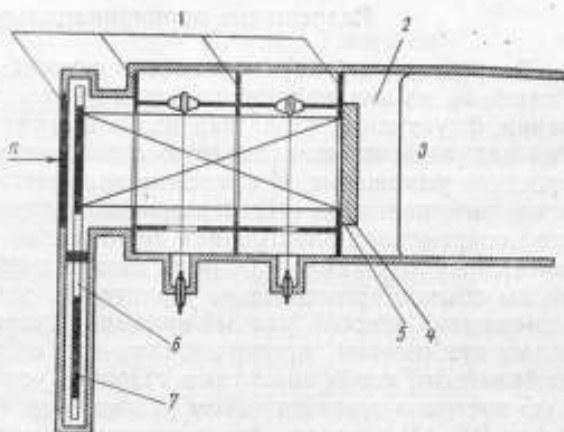


Рис. 1. Схема телескопа Бэйма, Хаддарда и Перри. 1 — платиновые диафрагмы, 2 — светопровод, 3 — ФЭУ, 4 — кристалл CsJ, 5 — действующая апертура, 6 — диск для смены радиаторов, 7 — полиэтиленовые радиаторы.

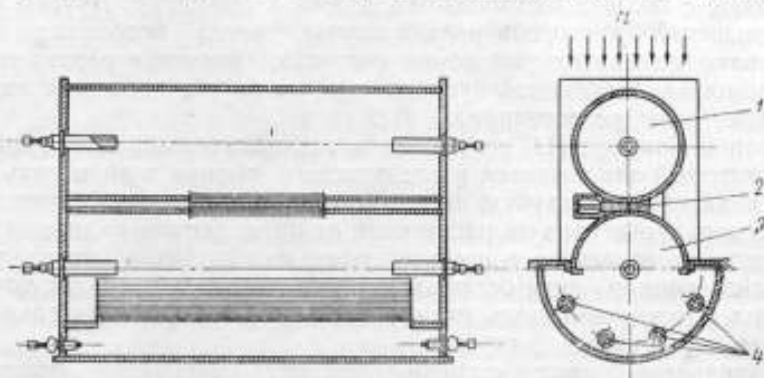


Рис. 2. Схема телескопа Перлоу.

1 и 3 — пропорциональные счетчики, 2 — коллиматор, 4 — счетчики антисовпадений.

ты необходимо точно уравнивать коэффициенты газового усиления обоих счетчиков, что представляет значительные трудности.

Примерно такой же счетчик был построен в 1958 г. Ульрихом фон Шмидт-Рёром [6]. Однако он отличался слишком плохим разрешением.



Позднее аналогичные спектрометры были описаны Кохраном и Генри [7], Джонсоном и Трэйлом [8] и другими [9, 10].

Для того чтобы протоны отдачи, образовавшиеся на передней поверхности раднатора, проходя через него, теряли долю энергии, не большую, чем энергетическое разрешение прибора, раднатор должен быть очень тонким. Поэтому при сравнительно низких энергиях нейтронов твердый раднатор становится мало эффективным. Для получения удовлетворительной эффективности необходимо использовать счетчик, наполненный водородосодержащим газом.

### Разрешение пропорционального счетчика

Разрешение пропорционального счетчика определяет ряд факторов. Главными из них являются: непостоянство коэффициента газового усиления, флуктуация числа пар ионов при первичной ионизации и колебания величины лавины, которую создает каждый первичный электрон в процессе умножения. В принципе применение ионизационных камер [11] исключает первый и третий источники погрешности. Однако несовершенство современной электроники значительно ограничивает использование ионизационных камер в области низких энергий нейтронов. Собственные шумы обычно применяемых усилителей устанавливают нижний предел измеряемых энергий, равный примерно десяткам килоэлектронвольт. Поэтому применение пропорциональных счетчиков с должным образом выбранными коэффициентами газового усиления оправдывает некоторую потерю в энергетическом разрешении. Кроме того, в нескольких работах [12, 13] показано, что энергетическое разрешение ухудшается процессом газового усиления в меньшей степени, чем может показаться на первый взгляд.

В настоящее время разработано несколько методов, обеспечивающих постоянство коэффициента газового усиления вдоль всей длины нити счетчика. Наряду с обычными требованиями постоянства диаметра нити вдоль всей ее длины и аксиальной симметрии особое внимание при изготовлении спектрометрического счетчика следует обращать на искажение поля вблизи его торцов. Для уменьшения концевых эффектов счетчики изготавливают с большим отношением длины к диаметру. Другим способом уменьшения дисторсии поля в случае, когда необходимо строго фиксировать чувствительный объем счетчика, является разделение его нити с помощью стеклянной бусинки, причем на обе половины нити подается один и тот же потенциал.

Курран и Кокрофт [14] разработали так называемый метод полевых трубок, который заключается в следующем: вблизи торцов нить помещают в коаксиальные трубки, на которые подают потенциал, равный потенциалу в газе счетчика на расстоянии от нити, равном радиусу трубки. Применение этого метода в изготовленном ими счетчике показало, что поле вблизи концов нити оставалось постоянным в пределах точности измерения расстояний вдоль нити. Необходимо только тщательно центрировать нить в полевой трубке.

Значительно в большей степени ухудшают разрешение пропорционального счетчика флуктуации величины как первичной ионизации, так и лавины от единичного электрона. Теоретически проблема разработана в 1948 г. Фришем [15]. Он установил, что степень «размазывания» (среднее квадратическое отклонение)  $V_p$  амплитуды импульса на выходе выражается формулой

$$V_p = V_0 m_A^2 + V_A m_0, \quad (1)$$

где  $V_0$  и  $m_0$  — соответственно отклонение числа первичных ионов от среднего и число их в счетчике;

$V_A$  и  $m_A$  — отклонение числа ионов и число их в лавине, вызываемой единичным электроном.

Отношение  $V_A/m_A^2$  изменяется в пределах единицы. Следовательно, существуют большие колебания величины лавины, вызванной единичным электроном. Относительное изменение полной величины лавины можно записать как

$$\frac{V_p}{(m_A m_0)^2} = \frac{V_0}{m_0^2} + \frac{1}{m_0} - \frac{1}{m_A m_0}, \quad (2)$$

откуда для распределения Пуассона (при  $V_0 = m_0$ ) получаем

$$\frac{V_p}{(m_A m_0)^2} = \frac{2}{m_0}, \quad (3)$$

т. е. процесс умножения удваивает относительное изменение числа ионов в первичной ионизации.

Измерения Ханна, Кирквуда и Понтекорво [16] дают меньшее значе-

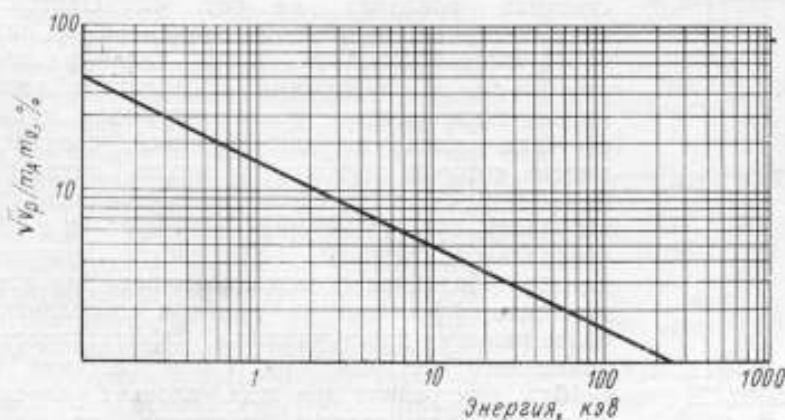


Рис. 3. Зависимость  $\sqrt{V_p}/m_A$  от энергии облучения.

ние  $V_p/(m_A m_0)^2$ . Согласно Фано [17],  $m_0/2 > V_0 > m_0/3$ ; по измерениям Куррана, Кокрофта и Ангуса [18]

$$V_A = 0,68 m_A^2.$$

В работе [16]  $V_A$  измеряли для двух энергий облучения (2,8 кэВ и 17,4 кэВ) при различных давлениях газа, наполняющего счетчик. Оказалось, что ширина кривой распределения амплитуды импульса не зависит от наполнения и коэффициента газового усиления, пока последний изменяется линейно. При больших коэффициентах усиления ширина кривой распределения начинает возрастать; при увеличении энергии облучения наблюдается уменьшение  $\sqrt{V_p}/m_A m_0$ , как можно видеть из рис. 3.

Дополнительными источниками расширения кривой распределения являются образование отрицательных ионов в счетчике и колебание напряжения, питающего его. Газ для предотвращения электронного захвата в счетчике следует тщательно очищать, пропуская его через

нагретый кальций. Второй источник погрешностей накладывает жесткие требования на стабильность высоковольтного выпрямителя, питающего счетчик. Измерения показывают, что изменение напряжения на 1 в при питающем напряжении 2000 в вызывает изменение амплитуды импульса на 1%.

Все остальные отклонения конструкции спектрометрических счетчиков от идеальной вносят значительно меньшие парциальные искажения в амплитудное распределение. Их влияние подробно рассмотрено в обзоре Уэста [19].

### Спектрометры с толстым радиатором

Тщательное рассмотрение перечисленных источников погрешности и конструирование счетчиков с учетом сделанных выводов позволяет свести к минимуму систематическую погрешность определения энергетического распределения нейтронов.

Среди работ, в которых в качестве радиатора использован газ, наполняющий счетчик, большой интерес представляет спектрометрический счетчик Джайлса [20]. Конструкция пропорционального счетчика показана на рис. 4. Центральная нить счетчика окружена 12 параллельными нитями, образующими концентрический цилиндр диаметром 2,5 см и служащими прозрачным катодом. Между этим катодом и алюминиевым корпусом счетчика натянута еще 6 нитей, соединенных вместе, которые служили счетчиком антисовпадений. Таким образом, счетчик регистрировал протоны отдачи, пробег которых оканчивался в объеме центрального счетчика, не пересекая прозрачного катода. Подобная система позволяла значительно повысить эффективность прибора по сравнению с более ранними конструкциями. Эффективность наполненного метаном при 1 атм счетчика была  $4 \cdot 10^{-4}$ , измеренное при этих условиях разрешение счетчика для группы нейтронов из реакции  $D(d, n)He^3$  равнялось 4%. Недостатком счетчика являлся его сильно ограниченный динамический диапазон, так как группы энергичных нейтронов наблюдались на сильном фоне слабых импульсов, обусловленных протонами отдачи, рассеянными под большими углами, но не имеющими достаточно энергии, чтобы пересечь прозрачный катод.

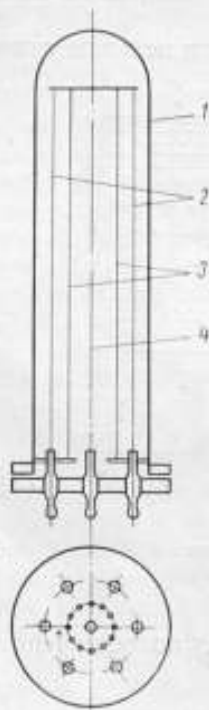


Рис. 4. Схема пропорционального счетчика Джайлса. 1 — катод, 2 — счетчик антисовпадений, 3 — прозрачный катод, 4 — центральный счетчик.

Этим же недостатком обладал спектрометр, построенный Бененсоном и Шурманом [21]. Их прибор имел разрешение 10% во всем энергетическом интервале, тогда как эффективность была в 15—30 раз выше, чем эффективность телескопа счетчиков с тонким радиатором при таком же разрешении. Конструкция спектрометра аналогична разработанной Джайлсом.

В большинстве случаев энергетические измерения нейтронных потоков приходится вести в присутствии сильного  $\gamma$ -фона. Использование дискриминаторов позволяет более или менее эффективно отделять импульсы, соответствующие протонам отдачи, от импульсов, обусловленных конверсионными электронами в области сравнительно высоких энер-

гий нейтронов. Однако при реализации низкоэнергетических измерений в пропорциональных счетчиках конверсионные электроны от  $\gamma$ -лучей могут создавать ионизацию, эквивалентную ионизации от протонов с энергией в несколько сот килоэлектронвольт. В этом случае указанный метод дискриминации неприменим.

Беннет [22] разработал метод дискриминации  $\gamma$ -фона с помощью анализа формы импульса в пропорциональном счетчике. В счетчике, наполненном метаном при 2 атм, пробег протонов с энергией 100 кэв равен  $\sim 0,5$  мм, тогда как пробег электронов такой же энергии будет порядка 8 см. Как следствие, ионизация от протонов отдачи будет создаваться в виде трека малой пространственной протяженности, тогда как ионизационные треки конверсионных электронов будут порядка нескольких сантиметров. В результате время нарастания импульса для конверсионных электронов будет существенно больше, чем для протонов отдачи. Используя немного измененную методику разделения  $n$ - и  $\gamma$ -излучения в сцинтилляционных счетчиках, можно исключить часть нежелательных фоновых импульсов. На рис. 5 показан амплитудный спектр, полученный Беннетом при облучении счетчика смешанным излучением. Спектр после дискриминатора (кривая 2) свидетельствует об эффективности предложенного метода. Так как при энергиях выше 300 кэв можно использовать старые методы дискриминации  $\gamma$ -фона, применять методику Беннета выше этого уровня не обязательно. Как можно видеть из рисунка, техника  $\gamma$ -дискриминирования позволяет расширить до 25 кэв область изучения спектров.

Следует отметить, что наряду с отмеченными недостатками газонаполненные пропорциональные счетчики обладают рядом ценных качеств. Они относительно просты в изготовлении и эксплуатации, обладают большой чувствительностью и хорошим разрешением в широком интервале энергий (от десятков килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт), чем выгодно отличаются от прочих подобных приборов. Практически указанный энергетический интервал охватывает все находящиеся в применении источники нейтронов, поэтому спектрометры, в которых использован метод ядер отдачи, получили самое широкое распространение, несмотря на их пока еще небольшой динамический диапазон.

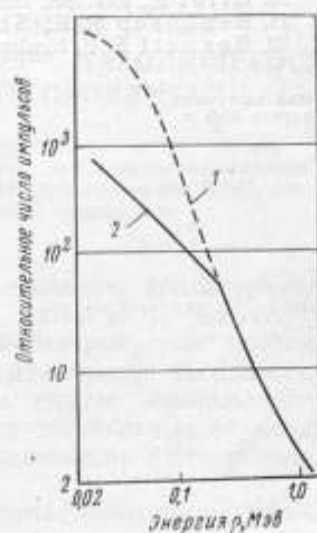


Рис. 5. Кривая спектра протонов отдачи в присутствии  $\gamma$ -фона.

Спектры: 1 — без дискриминации; 2 — с дискриминацией.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Batchelor R., Skyrme T. H. R., Rev. Sci. Instr., v. 26, 1955, p. 1037.
2. Абрамов А. И. О применении  $Ne^{21}$  при спектрометрии быстрых нейтронов ПТЭ, № 5, 1961, стр. 30.
3. Beets C., Werz R., BIST, N 81, mars. 1964.
4. Bame S. J., Haddard E., Perry J. E., Smith R. K., Rev. Sci. Instr., v. 28, 1957, p. 997.
5. Perlow G. J., Rev. Sci. Instr., v. 27, 1956, p. 460.
6. Schmidt-Rohr, Z. Naturforsch., Sa, 1953, p. 470.
7. Cochran R. G., Henry K. M., Rev. Sci. Instr., v. 26, 1955, p. 757.
8. Johnson C. H., Trail C. C., Rev. Sci. Instr., v. 27, 1956, p. 468.



9. Fowler J. L., Brolley J. E., *Rev. Mod. Phys.*, v. 28, 1956, p. 103.
10. Bartschall H. H., *Handbuch der Physik (Encyclop of Phys)*. Bb. 45, 1958, S. 437.
11. Адам А., Храшко П., Квиттнер П., *Ионизационная камера для измерений энергии быстрых нейтронов ПТЭ*, № 5, 1962, стр. 74.
12. Kirkwood D. H. W., Pontecorvo B., Hanna G. C., *Phys. Rev.*, v. 74, 1948, p. 497.
13. Curran S. C., Angus J., Cockroft A. L., *Nature (Lond.)*, v. 162, 1948, p. 302.
14. Curran S. C., Cockroft A. L., *Rev. Sci. Instr.*, v. 22, 1951, p. 37.
15. Frisch O. R., *Statistics of Multiplicative Processes (unpublished lectures)*, 1948.
16. Hanna G. C., Kirkwood D. H. W., Pontecorvo B., *Phys. Rev.*, v. 75, 1949, p. 985.
17. Fano U., *Phys. Rev.*, v. 72, 1947, p. 26.
18. Curran S. C., Cockroft A. L., Angus J., *Phil. Mag.*, v. 40, 1949, p. 929.
19. West D., *Prog Nucl. Phys.*, 3. L., 1953, p. 18.
20. Giles R., *Rev. Sci. Instr.*, v. 24, 1953, p. 986.
21. Benenson R. E., Shurman M. B., *Rev. Sci. Instr.*, v. 29, 1958, p. 29.
22. Bennett E. F. *Neutron Dosimetry*, v. 2, (Vienna), 1963, p. 341.

Статья поступила  
в апреле 1965 г.

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА  $\alpha$ -ИЗЛУЧЕНИЯ  
НЕЭМАНИРУЮЩЕГО ИСТОЧНИКА  $Ra^{226}$ , НАХОДЯЩЕГОСЯ  
В РАВНОВЕСИИ С ДОЧЕРНИМИ ПРОДУКТАМИ**

*Исследование при помощи сцинтилляционного и полупроводникового  $\alpha$ -спектрометров спектр  $\alpha$ -излучения неземанирующего источника  $Ra^{226}$ , находящегося в равновесии с дочерними продуктами.*

Во ВНИИФТРИ разработан метод определения концентраций дочерних продуктов радона  $RaA(Po^{218})$ ,  $RaB(Pb^{214})$ ,  $RaC(Bi^{214})$  и  $RaC'(Po^{214})$  в воздухе, основанный на  $\alpha$ - и  $\beta$ -спектрометрии\* и обладающий повышенной точностью по сравнению с известными методами счета.

Активность аэрозольной пробы в данном случае измеряют относительным методом, что потребовало создания специальных неземанирующих источников из  $Ra^{226}$ , находящегося в равновесии с дочерними продуктами.

Поскольку эти продукты являются короткоживущими, источники должны быть изготовлены таким образом, чтобы утечка радона из них была исключена, так как только в герметичной системе может наступить радиоактивное равновесие между радонам и его дочерними продуктами. При радиоактивном равновесии активности каждого из продуктов равны между собой и определяются количеством радия в источнике.

С другой стороны, герметизирующий материал должен быть настолько тонким, чтобы исключить не только поглощение  $\alpha$ -частиц, но и спектральные искажения.

Была изготовлена опытная партия из 15 неземанирующих источников  $Ra^{226}$ , удовлетворяющих указанным выше требованиям\*\*. Такие источники, в связи с наличием в них четырех  $\alpha$ -излучателей в диапазоне энергий 4,778–7,688 Мэв, оказались весьма полезными также в сцинтилляционной и полупроводниковой  $\alpha$ -спектрометрии.

Опытная партия неземанирующих источников  $Ra^{226}$  с активностью от 45 до 1850 расп/сек и покрытием толщиной  $\sim 0,5 \div 1$  мкм и  $0,1 \div 0,15$  мкм была исследована с помощью сцинтилляционного и полупроводникового  $\alpha$ -спектрометров.

Сцинтилляционный  $\alpha$ -спектрометр состоял из кристалла CsJ(Tl) толщиной  $\sim 100$  мкм, спектрометрического фотоэлектронного умножителя

\* Лабушкин В. Г., Рузер Л. С. О методе определения концентрации короткоживущих дочерних продуктов радона в воздухе по  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучениям. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 1.

\*\* Источники изготовлены в Радиевом институте (Ленинград).

типа ФЭУ-13, предусилителя и амплитудного анализатора импульсов типа АИ-100.

На рис. 1 приведен  $\alpha$ -спектр источника  $\text{Ra}^{226}$ , полученный при помощи указанного сцинтилляционного  $\alpha$ -спектрометра. Разрешение по линии  $\text{RaC}'$  ( $E_\alpha = 7,688 \text{ Мэв}$ ) составило 8%. В данном случае нельзя полностью разрешить пики  $\text{Ra}^{226}$  ( $E_\alpha = 4,778 \text{ Мэв}$ ),  $\text{Rn}^{222}$  ( $E_\alpha = 5,486 \text{ Мэв}$ ) и  $\text{RaA}$  ( $E_\alpha = 6,000 \text{ Мэв}$ ). Чтобы эти пики разрешить полностью, был использован полупроводниковый  $\alpha$ -спектрометр, состоявший из кремниевого по-

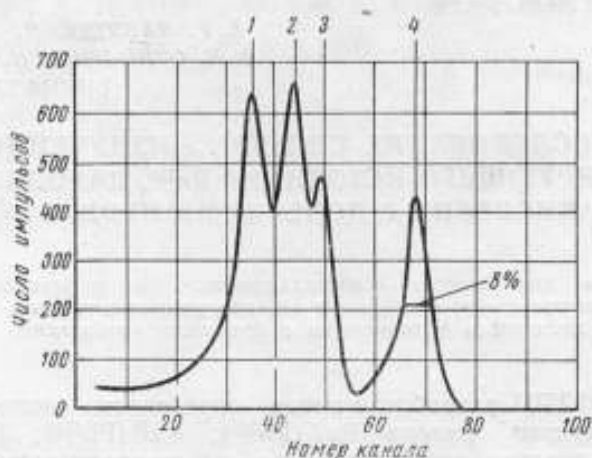


Рис. 1. Альфа-спектр неизманирующего источника  $\text{Ra}^{226}$ , полученный при помощи сцинтилляционного  $\alpha$ -спектрометра (площадь источника  $3 \text{ см}^2$ ).

верхностно-барьерного детектора, помещенного в вакуумную камеру, зарядовочувствительного и спектрометрического усилителей, экспандера и амплитудного анализатора импульсов типа АИ-100. Разрешение спектрометра, определенное по спектрометрическому дуплету ( $\text{U}^{233}$ ,  $\text{Pu}^{239}$ ), составило 1%.

На рис. 2 приведены  $\alpha$ -спектры неизманирующего источника  $\text{Ra}^{226}$ . Спектры на рис. 2, а и б принадлежат одному и тому же источнику, но спектр рис. 2, б получен с применением диафрагмы, изготовленной в виде диска с плотно расположенными в нем отверстиями диаметром 2,5 мм. Использование диафрагмы улучшает разрешение спектрометра примерно в полтора раза.

На рис. 2, в изображен спектр радиевого источника, в котором была обнаружена примесь изотопа с энергией  $5,30 \pm 0,04 \text{ Мэв}$ , а на рис. 2, г — растянутый на всю шкалу спектр радиевого источника с первыми тремя пиками. Здесь же изображен спектр источника  $\text{U}^{233}$  (пунктирная линия), снятый при тех же условиях, что и  $\text{Ra}^{226}$ .

На всех рисунках проведены прямые, характеризующие линейность системы, и все обозначения, кроме пиков, даны в килоэлектронвольтах. Из рисунков видно, что амплитуды импульсов в зависимости от энергии  $\alpha$ -частиц меняются линейно в пределах 1%.

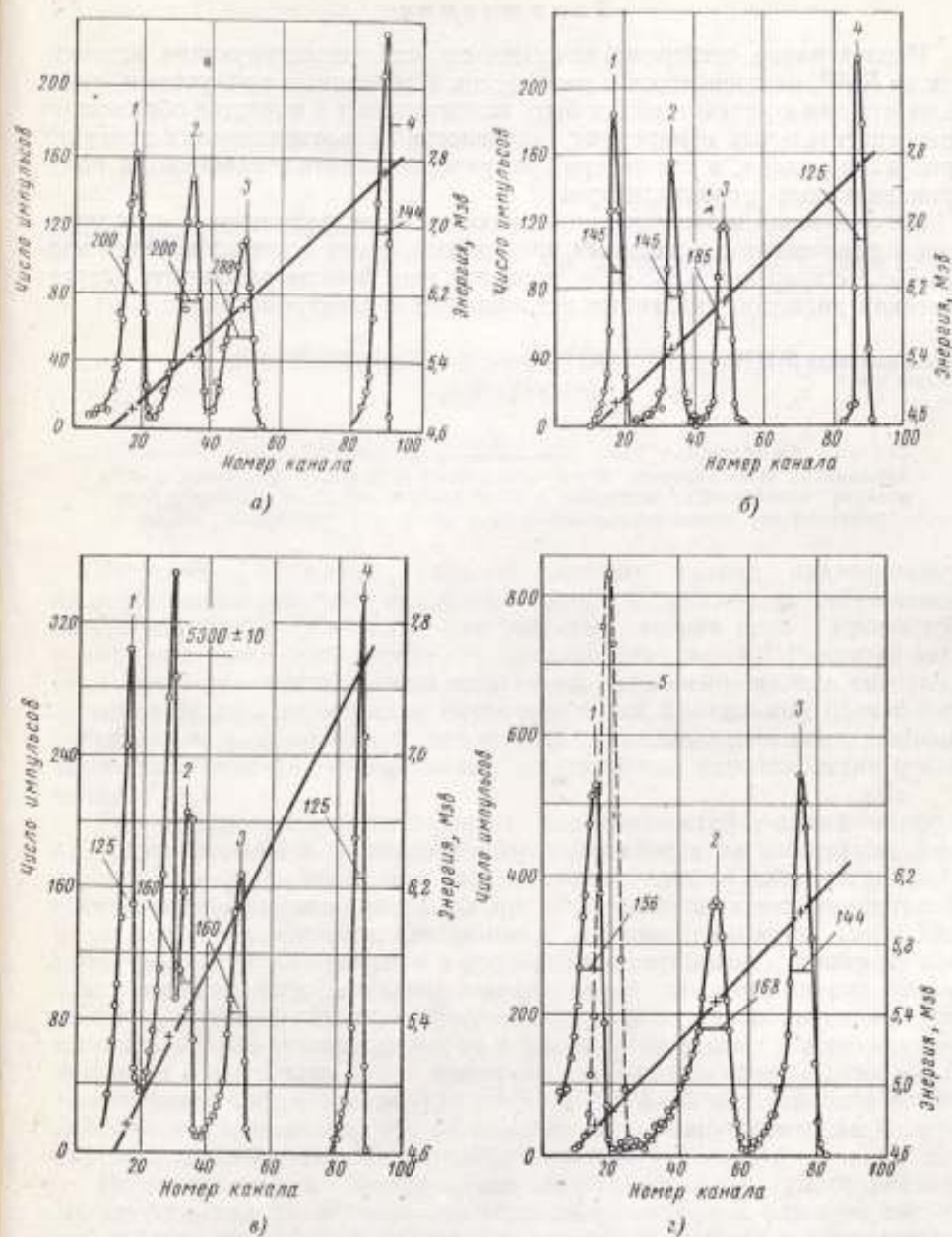


Рис. 2. Альфа-спектры незманирующего источника  $Ra^{226}$ , полученные при помощи полупроводникового  $\alpha$ -спектрометра.

а — площадь источника 20 см<sup>2</sup>; б — применена диафрагма, площадь источника 20 см<sup>2</sup>; в — источник с примесью изотопа, площадь источника 3 см<sup>2</sup>; г — часть спектра, площадь источника 3 см<sup>2</sup>.

Пики: 1 — 4,778 Мэв; 2 — 5,486 Мэв; 3 — 6,000 Мэв; 4 — 7,688 Мэв; 5 — 4,821 Мэв.



### З а к л ю ч е н и е

Исследование спектрометрических свойств неземанирующих источников из  $Ra^{226}$ , находящегося в равновесии с дочерними продуктами, показало, что они с успехом могут быть использованы в качестве образцовых при относительных измерениях активности короткоживущих дочерних продуктов радона, а также при градуировке сцинтилляционных и полупроводниковых  $\alpha$ -спектрометров.

Изготовление неземанирующих источников из радиотория, находящегося в равновесии с дочерними продуктами, среди которых имеется изотоп  $ThC'$  с энергией 8,785 Мэв, позволит еще больше расширить энергетический диапазон указанных источников в  $\alpha$ -спектрометрии.

Статья поступила  
в марте 1965 г.

МАГНИТНЫЙ  $\gamma$ -СПЕКТРОМЕТР ВНИИМ  
(ЭЛОТРОН)

*Описывается построенный во ВНИИМ магнитный  $\gamma$ -спектрометр типа элотрон, предназначенный для точных измерений относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий в спектрах радиоактивных изотопов. Приводятся расчеты формы спектральной линии и результаты исследования спектрометра.*

Изучение  $\gamma$ -излучения, сопровождающего распад радиоактивных ядер, позволяет получить основные данные о свойствах возбужденных состояний ядер, необходимые для развития теории ядра. Кроме того,  $\gamma$ -спектроскопия используется для практических целей. Развитие активационного анализа и ядерной энергетики, применение метода «меченых» атомов в различных областях науки и техники, правильный расчет доз и организация защиты людей, работающих с радиоактивными изотопами, также основаны на точном знании спектральных характеристик  $\gamma$ -излучения.

Для определения относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий наиболее пригодны магнитные  $\gamma$ -спектрометры, работающие на электронах отдачи.  $\gamma$ -спектрометры этого типа выгодно отличаются от сцинтилляционных спектрометров высокой разрешающей способностью и возможностью хорошо разделять эффекты, связанные с разными  $\gamma$ -линиями. Такие спектрометры, несколько уступая в разрешении магнитным спектрометрам, использующим фотоэлектроны, имеют перед последними ряд преимуществ. Во-первых, спектрометры, использующие электроны отдачи, имеют очень низкий уровень фона; во-вторых, в них одному  $\gamma$ -переходу соответствует только один пик в экспериментальном спектре. Линии же фотоэлектронов наблюдаются, как правило, на фоне интенсивного комптоновского распределения, что затрудняет как обнаружение, так и точное определение интенсивностей слабых  $\gamma$ -линий.

Появившиеся в последнее время спектрометры с полупроводниковыми детекторами отличаются хорошим разрешением и большой светосилой, однако им присущи недостатки сцинтилляционных и фотоэлектронных спектрометров: в экспериментальном спектре монохроматические  $\gamma$ -лучи, кроме узкого пика, дают интенсивное непрерывное распределение, а при энергии  $\gamma$ -лучей  $h\nu > 2m_0c^2$  появляются пики вылета аннигиляционных квантов.

Магнитные  $\gamma$ -спектрометры, использующие электроны отдачи, свободны от этих недостатков, что позволяет надежно измерять в  $\gamma$ -спектрах линии, интенсивности которых отличаются в  $10^3$ — $10^4$  раз.

Важным достоинством комптоновских спектрометров является рост их светосилы с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов, в то время как у всех остальных спектрометров (кроме парных) светосила падает.

Существенный недостаток таких спектрометров заключается в их малой светосиле, и, следовательно, необходимости применения источников большой активности. Так как в настоящее время все большее число радиоактивных изотопов может быть получено в больших количествах, то область применения магнитных спектрометров, работающих на электро-нах отдачи, непрерывно расширяется и число их растет. Одним из спектрометров этого типа является элотрон.

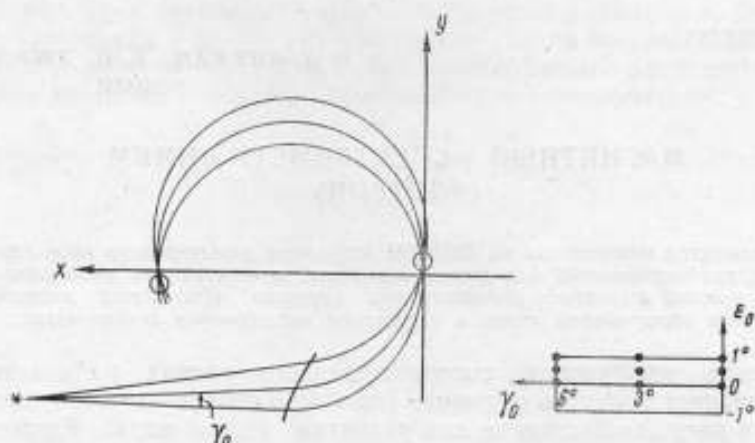


Рис. 1. Схема действия элотрона.

На вставке показаны точки мишени, для которых рассчитаны частые формы линии.

Принцип действия элотрона описан в работе [1]. Расходящийся пучок  $\gamma$ -квантов падает на изогнутую мишень (рис. 1), электроны отдачи дважды фокусируются поперечным магнитным полем. В фокусах устанавливаются счетчики Гейгера — Мюллера. Измеряется число совпадений разрядов в счетчиках в зависимости от величины магнитного поля.

Форма мишени выбрана таким образом, чтобы электроны, выбитые по направлению  $\gamma$ -квантов, фокусировались однородным магнитным полем в линию на фокальной плоскости прибора [2]. Неоднородное магнитное поле, рассчитанное Павинским [3], обеспечивает точную фокусировку плоского пучка электронов на вторую щель спектрометра.

В Радиевом институте АН СССР и во ВНИИМ были построены элотроны, имевшие сходные характеристики [4, 5]. Позднее элотрон Радиевого института был переведен в режим раздельного вакуума, что позволило существенно уменьшить фон и улучшить разрешающую способность спектрометра до 1,6% при светосиле  $(2-3) \cdot 10^{-11}$  совпадений на квант для  $h\nu = 1 \text{ Мэв}$ .

Так как любое улучшение разрешающей способности позволяет выявить в спектрах новые детали, то нашей задачей было построить элотрон с лучшим разрешением, чем элотрон Радиевого института, и не уступающий ему по светосиле. Настоящая работа и посвящена исследованию свойств элотрона ВНИИМ.

#### Расчет формы линии

Для выяснения возможностей элотрона была рассчитана форма спектральной линии при  $h\nu = 2mc^2$  и следующих условиях:

1) точечный источник монохроматических  $\gamma$ -квантов находится на расстоянии  $2\rho_0$  от внешнего края мишени ( $\rho_0$  — радиус построения спектрометра);

2) мишень изогнута по форме, определяемой уравнением, приведенным в работе [2];

3) между щелями электроны фокусируются полем Павинского [3], убывающим вдоль одной декартовой координаты  $y$ . Выше и ниже центральной плоскости, т. е. плоскости симметрии магнитного поля ( $z=0$ ), поле задается уравнениями

$$H_z(y, z) = H_z(y, 0) - \frac{1}{2} \frac{d^2 H_z}{dy^2} z^2 + \dots$$

$$H_y(y, z) = \frac{dH_z}{dy} z + \dots$$

$$H_x = 0.$$

Учитываются только приведенные члены;

4) рассеяние и торможение электронов в мишени, в газе и пленках первой счетчиковой камеры и в остаточном газе не учитывается;

5) не учитывается расширение линии за счет собственной скорости движения электронов в атомах мишени.

Все линейные размеры выражены в единицах  $\rho_0$ .

Уравнение движения электрона в магнитном поле  $H$

$$m \frac{dv}{dt} = e\gamma [vH],$$

введением переменной  $s$  — пути, пройденного электроном, преобразуется в систему скалярных дифференциальных уравнений [6]

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{ds^2} &= (K + Pz^2) \frac{dy}{ds} - Qz \frac{dz}{ds}, \\ \frac{d^2 y}{ds^2} &= -(K + Pz^2) \frac{dx}{ds}, \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= Qz \frac{dx}{ds}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где

$$K = \frac{e^2 \rho_0}{mv} Hz; \quad Q = \frac{e^2 \rho_0}{mv} \cdot \frac{dH_z}{dy}; \quad P = \frac{1}{2} \frac{e^2 \rho_0}{mv} \cdot \frac{d^2 H_z}{dy^2}.$$

В области однородного поля система уравнений (1) интегрируется аналитически:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + \frac{V_0 - V}{K}; & U &= \cos \varepsilon \cdot \cos(\gamma + Ks); \\ y &= y_0 - \frac{U_0 - U}{K}; & V &= \cos \varepsilon \cdot \sin(\gamma + Ks); \\ z &= z_0 + Ws; & W &= \sin \varepsilon. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Постоянные интегрирования определяются начальными условиями, а именно направлением полета  $\gamma$ -кванта и комптоновским углом  $\varphi$ , т. е. углом между этим направлением и направлением вылета электрона.

В выражениях (2):

$x_0, y_0, z_0$  — координаты точки мишени, из которой выбивается электрон. Они определяются уравнением мишени и направлением полета  $\gamma$ -кванта, которое задается углами  $\varepsilon_0$  и  $\gamma_0$ .



Таблица 1

Направлен- ные углы вылета $\gamma$ -кванта		$\frac{H}{H_0}$	Компоновочный угол, $\psi$	Координаты пересечения фокальной плоскости ( $y=0$ )				Кривизна траектории электрона в однородном поле, $\mathcal{K}$	
				Первый фокус		Второй фокус			
				$x$	$z$	$(x-2) \cdot 10^5$	$z$		
0°	0°	1,000	0	0	0	0	0	1,00000	
		0,999	13',82	0	0,00613	192	0,01825	0,99902	
		999	30'	0	1363	165	4070	910	
		999	1°	0	2739	60	8179	940	
		998	6°87	0	0	403	0	800	
		998	30'	0	0,01340	357	0,03978	810	
		998	1°	0	2732	216	8120	840	
		998	1°30'	0	4109	29	0,12249	889	
		998	10',32	-0,005	0	-97	0	800	
		998	1°	-0,005	0,02684	-283	0,07989	840	
		996	30'	0	1228	760	3627	610	
		995	30'	0	1139	967	3353	510	
	995	1°	0	2650	783	7812	540		
	995	1°30'	0	4068	500	2009	589		
	995	2°	0	5459	161	6108	657		
	30'	0,998	30'	0	4458	210	9970	810	
		998	30"	0	1778	374	1811	810	
		998	1°	0	0386	312	-0,02323	840	
		998	1°30'	0	-0,00994	163	6433	889	
		996	30'	0	0,04351	567	0,09386	640	
		996	30'	0	1891	776	2125	640	
		996	1°30'	0	-0,00969	549	-0,06331	689	
		1°	1,000	0	0	0,06233	-30	0,11716	1,00000
			0,998	6',83	0	6231	142	1562	0,99800
			998	30'	0	4897	257	0,07603	810
			998	1°	0	3503	288	3471	840
			0,998	1°30'	0	0,02120	216	-0,00636	889
	998		2°	0	0749	30	4724	958	
	996		30'	0	5011	606	0,07877	610	
	996		1°	0	3553	673	3583	640	
	996		1°30'	0	2150	622	-0,00560	689	
	996		2°	0	0762	449	4673	757	
	996		30'	-0,005	4870	124	0,07463	610	
	996		1°	005	3496	181	3412	640	
	996	1°30'	005	2130	116	-0,00624	689		
	996	2°	005	0763	-51	4675	757		
995	1°	0	3591	868	0,03677	540			
995	2°	0	0776	656	-0,04598	657			
3°	0°	1,000	0	0	0	0	0	1,00000	
		1,000	30'	0	0,01233	-81	0,03262	010	
		1,000	1°	0	2464	-322	6528	040	
		0,998	30'	0	1211	370	3191	810	
		998	1°	0	2458	119	6462	840	
		998	1°30'	0	3696	-296	9765	889	
		998	2°	0	4934	-880	3070	958	
		998	1°	-0,005	2414	-373	6321	840	

Направляющие углы вылета $\gamma$ -кванта		$\frac{H}{H_0}$	Комполюсационный угол, $\psi$	Координаты пересечения фокальной плоскости ( $y=0$ )				Кривизна траектории электрона в однородном поле, $K$		
$\gamma_0$	$\gamma_0'$			Первый фокус		Второй фокус				
				$x$	$z$	$(x-2) \cdot 10^5$	$z$			
3°	0°	0,998	1°30'	-0,005	0,03658	-776	0,09614	1,00889		
		995	1°	0	2384	808	6196	540		
		995	1°30'	0	3577	396	9501	589		
	30'	0,998	30'	0	1821	401	1223	810		
		998	1°	0	0574	346	-0,02044	840		
		998	1°30'	0	-0,00664	125	5331	889		
		998	2°	0	1900	-263	8590	958		
		995	1°	0	0,00623	1029	1920	540		
		995	1°	0	5436	266	0,10622	540		
		1,000	0	0	0,06061	-647	0,08896	1,00000		
3°	1°	1,000	30'	0	4830	-336	5638	010		
		1,000	1°30'	0	2366	-215	-0,00880	089		
		0,998	30'	0	4852	113	0,05631	0,99810		
	998	1°	0	3606	266	236	840			
	998	1°30'	0	2366	238	-0,00950	889			
	998	2°	0	1123	41	4136	958			
	998	2°30'	0	-0,00100	-324	7412	1,00048			
	998	1°	-0,005	0,03652	-245	0,02474	0,99840			
	998	2°	-0,005	1169	-454	-0,04028	958			
	3°	1°	0,996	30'	0	4924	547	0,05746	0,99610	
996			1°	0	3636	698	2397	640		
996			1°30'	0	2387	673	-0,00863	689		
996			2°	0	1143	493	4113	757		
996			2°30'	0	-0,00097	130	7375	847		
995			2°	0	0,01150	722	4047	657		
1,000			0	0	0	0	0	1,00000		
6°	0°	0,995	1°	0	0,02175	-307	0,04872	040		
		998	30'	0	1074	442	2371	0,99810		
		998	1°	0	2171	212	4817	840		
		998	1°30'	0	3263	-173	7273	889		
		998	2°	0	4354	-706	9771	958		
		998	30'	-0,005	0984	-58	2159	810		
		998	1°	-0,005	2122	-288	4701	840		
		995	1°	0	2105	988	4677	540		
		995	2°	0	4291	66	9611	657		
		1,000	0	0	5911	562	6027	1,00000		
		0,998	30'	0	4839	189	3552	0,99810		
		6°	1°	0,998	2°	0	0,01562	62	-0,03712	0,99958
				995	1°	0	3783	1054	0,01122	540
995	2°			0	1599	830	-0,03682	657		
19'	1°	1,000	0	0	6214	-415	0,11385	1,00000		
1°	1°	1,000	0	0	6173	-608	0,10801	000		
0°	40'	1,000	0	0	4155	-14	0,07810	000		
1°	40'	1,000	0	0	4115	-265	7336	000		
3°	40'	1,000	0	0	4040	-279	5930	000		
6°	40'	1,000	0	0	3940	-246	3974	000		

$\epsilon_0$  — угол между направлением движения  $\gamma$ -кванта и горизонтальной (центральной) плоскостью (вертикальный угол);

$\gamma_0$  — угол между проекцией направления полета  $\gamma$ -кванта на горизонтальную плоскость и отрицательным направлением оси  $Ox$  (рис. 1) (горизонтальный угол);

$U_0 = \left(\frac{dx}{ds}\right)_0$ ;  $V_0 = \left(\frac{dy}{ds}\right)_0$ ;  $W_0 = \left(\frac{dz}{ds}\right)_0$  — начальные значения производных при  $s=0$ . Они определяются направлением вылета электрона из мишени: горизонтальным углом  $\gamma$  и вертикальным углом  $\epsilon$ .

Углы  $\gamma$  и  $\epsilon$  связаны с направляющими углами  $\gamma$ -кванта и комптоновским углом  $\varphi$  простым соотношением, справедливым для малых значений углов

$$\cos \varphi = \cos(\epsilon - \epsilon_0) \cos(\gamma - \gamma_0). \quad (3)$$

Связь между углами  $\epsilon_0$ ,  $\gamma_0$ ,  $\epsilon$ ,  $\gamma$ ,  $\varphi$  иллюстрирует рис. 2.

Одно соотношение (3) не может определить два угла ( $\epsilon$  и  $\gamma$ ). Электроны, вылетающие из определенной точки мишени под определенным комптоновским углом  $\varphi$ , дадут на фокальной плоскости у первого фокуса изображение в виде слегка вытянутого в направлении оси  $z$  эллипса, каждая точка которого определяется парой значений  $\epsilon$  и  $\gamma$ , связанных условием (3). Дополнительное условие — прохождение электрона через фокус, т. е. через линию  $x=y=0$ , однозначно определит две пары значений  $\epsilon$  и  $\gamma$  и, соответственно, две электронные траектории.

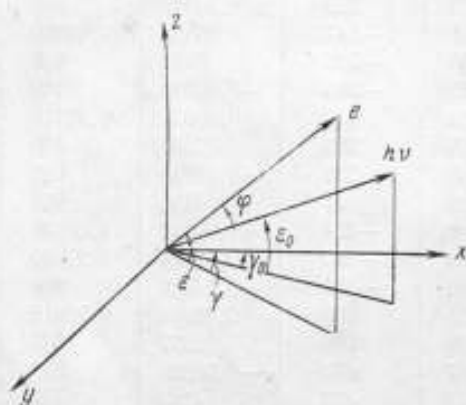


Рис. 2. Связь между направлениями движения  $\gamma$ -кванта ( $\epsilon_0$ ,  $\gamma_0$ ), электрона отдачи ( $\epsilon$ ,  $\gamma$ ) и комптоновским углом  $\varphi$ .

Параметр  $K$  в уравнениях (1) и (2) есть кривизна траектории электрона

$$K = \frac{H}{H_0} \cdot \frac{p_0}{p},$$

где  $H_0$  — поле, осуществляющее фокусировку электронов, вылетающих под углом  $\varphi=0$ ;

$H$  — поле, для которого ведется расчет;

$p_0$  — импульс электрона при  $\varphi=0$ ;

$p$  — импульс электрона, вылетающего под углом  $\varphi$  к направлению движения  $\gamma$ -кванта;

$$p = p_0 \frac{\cos \varphi}{1 + \frac{\alpha^2}{1 + 2\alpha}} \left( \alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2} \right).$$

В области неоднородного поля система уравнений (1) интегрировалась численно по методу Адамса-Штермера [7]. Результаты расчета сведены в табл. 1 и их иллюстрируют рис. 3—5.

Если первая щель бесконечно узкая, то электронное изображение каждой точки мишени представляется в фокальной плоскости спектрометра (у второй щели) параболой с осью, параллельной оси  $x$ . Кривизну параболы определяет угол  $\gamma_0$ , и практически она не зависит от  $\epsilon_0$ . Верти-

кальный угол определяет сдвиг оси параболы относительно центральной плоскости (рис. 3). При изменении магнитного поля происходит смещение параболы относительно оси  $z$  (рис. 4). Это смещение различно для

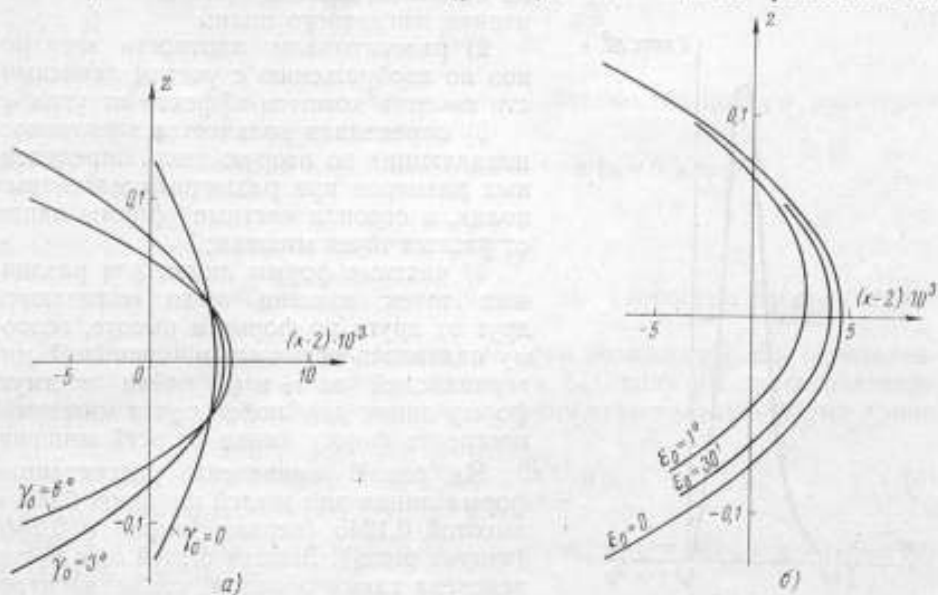


Рис. 3. Электронные изображения точек мишени для бесконечно узкой первой щели: а) при  $\epsilon_0 = 0$  и б) при  $\gamma_0 = 3^\circ$ .

разных  $\gamma_0$ , поэтому электронное изображение первой щели имеет разную форму при разных магнитных полях. На рис. 5 показано электронное изображение от одной точки мишени для первой щели шириной  $0,005 \rho_0$ . Прямоугольником показана вторая щель такой же ширины.

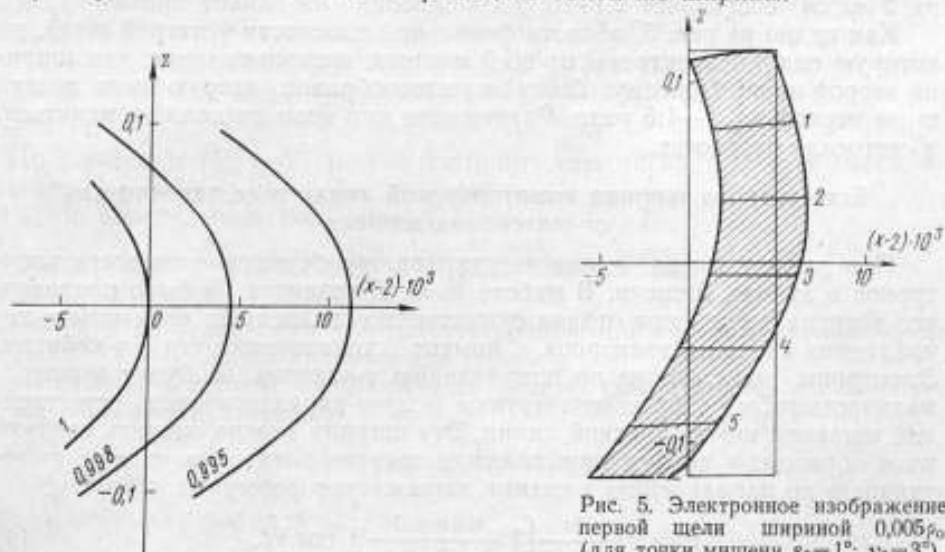


Рис. 4. Смещение электронного изображения (для точки мишени  $\epsilon_0 = 0$ ,  $\gamma_0 = 3^\circ$ ) при изменении магнитного поля.

Числа у кривых дают значения  $N/\rho_0$ .

Рис. 5. Электронное изображение первой щели шириной  $0,005 \rho_0$  (для точки мишени  $\epsilon_0 = 1^\circ$ ,  $\gamma_0 = 3^\circ$ ). Тонкие косые линии — место попадания электронов, вылетающих из мишени под разными комptonовскими углами  $\varphi$ : 1 —  $30^\circ$ , 2 —  $1^\circ$ , 3 —  $130^\circ$ , 4 —  $2^\circ$ , 5 —  $230^\circ$ . Прямоугольник — место второй щели шириной  $0,005 \rho_0$ .



Для построения формы линии применяли следующий способ:

1) строили аналогичные рис. 5 электронные изображения первой щели от одной мишени при различных значениях магнитного поля;

2) рассчитывали плотность электронов по изображению с учетом зависимости сечения комптон-эффекта от угла  $\varphi$ ;

3) определяли количество электронов, попадающих во вторую щель определенных размеров при различных магнитных полях, и строили частные формы линии от разных точек мишени;

4) частные формы линии для различных точек мишени мало отличаются друг от друга по форме и высоте, поэтому оказалось возможным линейной интерполяцией по  $e_0$  и  $\gamma_0$  найти частную форму линии для любой точки мишени и построить форму линии от всей мишени.

На рис. 6 приведена рассчитанная форма линии для щелей шириной 0,005 и высотой 0,1245 (первая щель) и 0,2340 (вторая щель). Высота щелей  $h_1$  и  $h_2$  определена таким образом, чтобы электроны, вылетающие из любой точки мишени под углом  $\varphi=0$ , попадали в щели, т. е.  $h_1 = 2(2 + \frac{\pi}{2}) \operatorname{tg} 1^\circ$  и  $h_2 = 2(2 + \frac{3\pi}{2}) \operatorname{tg} 1^\circ$ .

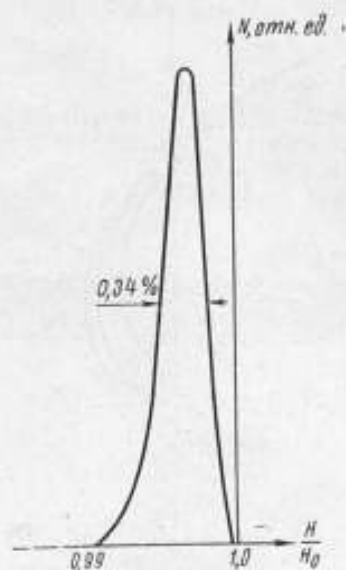


Рис. 6. Геометрическая форма линии для расходящегося пучка  $\gamma$ -лучей:  $1^\circ < \epsilon_0 < 1^\circ$ ;  $0 < \gamma_0 < 6^\circ$ .

Как видно из рис. 6, полуширина линии равна 0,34%. Светосила спектрометра для выбранных геометрических условий и толщины мишени  $2 \text{ мг/см}^2$  составляет  $2,1 \cdot 10^{-11}$  совпадений на квант при  $h\nu = 2m_0c^2$ .

Как видно из рис. 5, область фокальной плоскости у второй щели, на которую падают электроны от всей мишени, несколько шире, чем ширина второй щели. Поэтому было бы целесообразно вторую щель делать шире первой в 1,3—1,5 раза. Разрешение при этом не должно меняться, а светосила возрастет.

#### Естественная ширина комптоновской линии и ее зависимость от материала мишени

При расчете формы линии не учитывали собственные скорости электронов в атомах мишени. В работе Б. С. Джелелова [8] было показано, что энергия электронов отдачи существенно зависит от величины и направления скорости электрона в момент столкновения его с  $\gamma$ -квантом. Электроны, вылетающие по направлению  $\gamma$ -квантов, не будут монохроматическими, и разброс по энергиям можно характеризовать естественной шириной комптоновской линии. Эту ширину можно оценить следующим образом: в первом приближении энергия электрона отдачи, вылетающего по направлению  $\gamma$ -кванта, выражается формулой

$$E = h\nu \frac{2\alpha}{2\alpha + 1} \left[ 1 + \frac{\alpha + 1}{\alpha(2\alpha + 1)} \beta_0 \cos \theta \right], \quad (4)$$

где  $\alpha = h\nu/m_0c^2$ ;

$\beta_0 = \frac{v_0}{c}$  — скорость электрона до рассеяния;

$\theta$  — угол между направлениями импульсов  $\gamma$ -кванта и электрона.

Из этой формулы может быть найдено распределение электронов отдачи по энергиям для их начальных скоростей от  $\beta_0$  до  $\beta_0 + d\beta_0$ :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\beta_0} = \frac{C}{E_0 a} \cdot \frac{n(\beta_0)}{\beta_0} d\beta_0, \quad (5)$$

где  $C$  — постоянная, зависящая от сечения неупругого рассеяния и толщины мишени;

$E_0 = h\nu \frac{2\alpha}{2\alpha + 1}$  — энергия электрона отдачи при  $\beta_0 = 0$  и  $\varphi = 0$ ;

$$a = \frac{\alpha + 1}{\alpha(2\alpha + 1)};$$

$n(\beta_0)$  — распределение электронов по скоростям в атомах мишени.

Проинтегрировав выражение (5) по всем возможным для определенной энергии электрона отдачи значениям  $\beta_0$ , получим распределение электронов отдачи по энергиям, т. е. получим естественную форму линии

$$\frac{dN}{dE} = -\frac{C}{E_0 a} \int_{\beta_1(E)}^1 \frac{n(\beta_0)}{\beta_0} d\beta_0. \quad (6)$$

Здесь  $\beta_1$  — минимальная начальная скорость, при которой электрон отдачи может иметь энергию  $E$ .

$\beta_1$  можно найти из равенства (4), если положить  $\cos\theta = 1$  для  $E > E_0$  и  $\cos\theta = -1$  для  $E < E_0$ :

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \frac{E - E_0}{E_0 a} && \text{для } E > E_0; \\ \beta_1 &= \frac{E_0 - E}{E_0 a} && \text{для } E < E_0. \end{aligned} \right\} (7)$$

Максимум линии соответствует  $\beta_1 = 0$  и энергии  $E = E_0$ :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\max} = -\frac{C}{E_0 a} \int_0^1 \frac{n(\beta_0)}{\beta_0} d\beta_0. \quad (6')$$

По формулам (6) и (7) можно построить естественную форму линии, но ширину ее можно найти без построения.

По определению, полуширина линии равна

$$\delta = \frac{E_1 - E_2}{E_0} = \frac{(E_1 - E_0) + (E_0 - E_2)}{E_0},$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — значения энергии электронов, при которых интенсивность линии падает в два раза.

Так как в первом приближении линия симметрична, то  $E_1 - E_0 = E_0 - E_2$  и, следовательно,

$$\delta = 2 \frac{E_1 - E_0}{E_0}$$

или, учитывая формулу (7), получим

$$\delta = 2\beta_{1/2} \frac{\alpha + 1}{\alpha(2\alpha + 1)}. \quad (8)$$

Значение  $\beta_{1/2}$ , соответствующее энергии электрона  $E_1$ , находим из условия

$$\int_{\beta_{1/2}}^1 \frac{n(\beta_0)}{\beta_0} d\beta_0 = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{n(\beta_0)}{\beta_0} d\beta_0. \quad (9)$$

Задача нахождения естественной ширины линии сводится, таким образом, к нахождению распределения электронов по скоростям в атомах мишени.

Распределение электронов по скоростям для водорода и гелия было рассчитано путем решения уравнения Шредингера и для атомов серебра и золота — по модели Томаса — Ферми; для этих элементов определены и значения  $2\beta_{1/2}$ . Учитывая данные работы Блоха [9], можно оценить значение  $2\beta_{1/2}$  для бериллия. В работе Грошева и других [10] приведено значение коэффициента  $2\beta_{1/2}$  для мишени  $\text{CH}_2$ . Все эти данные сведены в табл. 2.

Таблица 2

Мишень	H	He	Be	$\text{CH}_2$	Ag	Au
$2\beta_{1/2} \cdot 10^3$	9,4	16	4—5	9,2	5	7

Из таблицы видно, что значения  $2\beta_{1/2}$  мало зависят от  $z$ . Следует помнить, что эти расчеты имеют только качественный характер, так как они проделаны для свободных атомов. Связь атомов в молекулы нарушает распределение электронов по скоростям, особенно для слабо связанных электронов ( $\beta_0$  — мало), а эти электроны в основном и определяют полуширину линии. Еще сложнее дело обстоит с металлами из-за наличия в них электронов проводимости.

Таким образом, естественная полуширина комптоновской линии может быть выражена формулой

$$\delta = k \frac{\alpha - 1}{\alpha(2\alpha + 1)},$$

где коэффициент  $k = (5 \div 10) \cdot 10^{-3}$ .

Для  $h\nu = 2m_0c$  ( $\alpha = 2$ ) естественная ширина комптоновской линии на половине высоты составляет 0,2—0,3%, т. е. близка к геометрической.

### Конструкция спектрометра

Магнитное поле создается С-образным электромагнитом с полюсными наконечниками размером  $100 \times 100$  см и межполюсным расстоянием 19 см. Для получения спадающего поля Павинского один край полюсных наконечников скошен.

Для питания магнита служит аккумуляторная батарея напряжением 200 в, а для изменения тока — курбельный реостат РУ-5, включенный последовательно в цепь магнита. Измеряют ток компенсационным методом при помощи потенциометра ПВ-6 и гальванометра ГПЗ-2.

Топографию поля измеряли индукционным методом. Датчиком служила катушка с намоткой диаметрами внешним 3 мм, внутренним 1 мм и высотой 4 мм, диаметром провода 0,03 мм, числом витков 3000. Чувствительность баллистического гальванометра регулировали таким образом, чтобы отброс по шкале составлял 500—600 мм, и ее постоянство контролировали в процессе измерений при помощи эталона взаимной индукции. Система калиброванных стержней позволяла фиксировать катушку в любом месте межполюсного промежутка с точностью 0,2 мм.

Измеряли только вертикальную составляющую магнитного поля. При этом средний разброс пяти измерений поля в каждой точке был меньше 0,1%, точность относительных измерений поля — не хуже 0,1%. Магнитное поле подгоняли, многократно протачивая полюсные башмаки и подбирая шимирующие прокладки.

На рис. 7 представлен график топографии поля в центральной плоскости спектрометра. Небольшое отклонение экспериментального поля от теоретического (на 0,2—0,3%) наблюдается только в малой области около точки перегиба. На расстояниях до 30 см, т. е. во всей рабочей области спектрометра, не было обнаружено изменения топографии поля вправо и влево от плоскости симметрии магнита. Магнитное поле симметрично относительно плоскости геометрической симметрии межполюсного зазора. Выше и ниже этой плоскости в области точки перегиба поле возрастает на 0,5—0,6% при  $z = \pm 2,6$  см по сравнению с полем в центральной плоскости.

Выбором способа размагничивания было достигнуто постоянство топографии магнитного поля в диапазоне  $56 \div 400$  а/м, что при радиусе построения  $\rho_0 = 26$  см соответствует диапазону измерений энергий  $\gamma$ -квантов  $350 \div 3500$  кэв. При больших полях топографию поля не исследовали.

Кривую намагничивания снимали той же катушкой, что и топографию поля. Кривая намагничивания для полей 2300—4600 а/м была также измерена методом протонного резонанса, что дало возможность отградуировать катушку и получить абсолютные значения поля для всех токов. Однозначность соответствия тока и поля проверена для девяти значений тока. Было проведено семь серий измерений. Наибольшее отклонение поля от среднего значения составляло 0,07%, среднее квадратическое отклонение не превышало 0,03%. Последующие многократные измерения  $\gamma$ -линий  $\text{Co}^{60}$  подтвердили этот результат: при стандартной тренировке поля сдвиг линий не превышал 0,05%.

Камера спектрометра (рис. 8) представляет сборную латунную коробку с внутренними размерами  $86 \times 86 \times 12$  см и толщиной стенок 3 см. На пути пучка  $\gamma$ -квантов стенка камеры имеет толщину 2 мм. Все вакуумные уплотнения резиновые.

Камеру откачивают форвакуумным насосом типа ВН-2 до давления  $2-4$  н/м<sup>2</sup> и вакуумным агрегатом ВА-0,5-1 — до  $10^{-2}$  н/м<sup>2</sup>. Натекание камеры не превышает  $10^{-5}$  н/м<sup>2</sup> · сек.

Коллиматор, выделяющий пучок  $\gamma$ -лучей, находится внутри камеры. Длина канала коллиматора 150 мм, высота 11 мм, ширина входного окна 34 мм и выходного 50 мм.

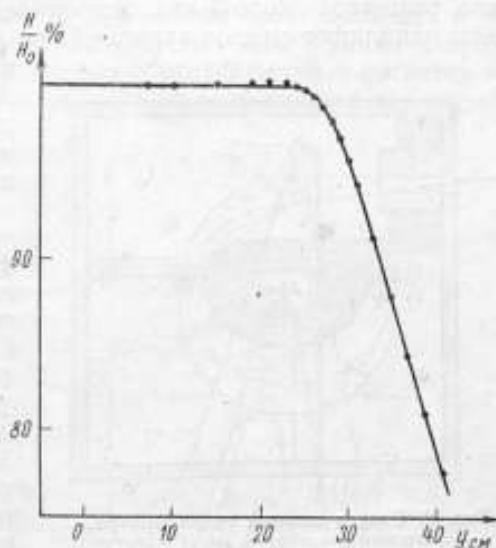


Рис. 7. Топография магнитного поля в центральной плоскости спектрометра.

Сплошная линия — поле Павинского для  $\rho_0 = 26$  см, точки — экспериментальное поле.



Электроны регистрируются тремя счетчиками Гейгера — Мюллера, которые находятся в двух камерах (I и II). Пучок электронов фокусируется на передние (по направлению пучка) стенки камер I и II, где прорезаны щели, закрытые целлюлоидной пленкой толщиной около 1 мкм. В задней стенке камеры I имеется окно, закрытое пленкой из лавсана, толщиной около 3 мкм. Это окно является первой диафрагмой. Камеры наполняют смесью аргона (85%) и спирта (15%) до общего давления 12 кн/м<sup>2</sup>.

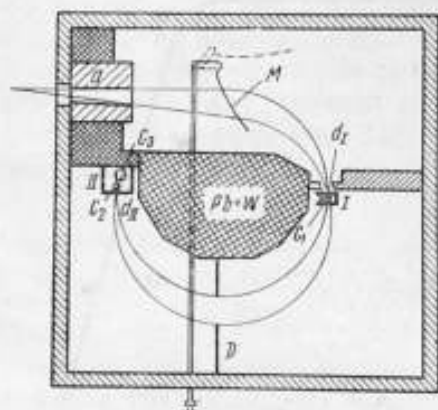


Рис. 8. Разрез камеры спектрометра. а — свинцовый коллиматор; I и II — счетчиковые камеры; C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub> — счетчики Гейгера-Мюллера; М — мишень; D — центральная диафрагма.

Кроме выходного окна камеры I, в спектрометре имеется диафрагма D, расположенная в самой широкой части пучка электронов.

Мишенью М служит целлофановая пленка, наклеенная на алюминиевую рамку, изогнутую по круговому цилиндру радиусом 624 мм, что с точностью 0,1 мм соответствует изгибу мишени по уравнению работы [2]. γ-лучи дают на мишени пятно размером 140×16 мм, так что пучок их проходит от любого края рамки на расстоянии 15—20 мм, так как размеры окна рамки 180×54 мм. Мишень укреплена на штоке, при помощи которого ее можно поворачивать и фиксировать в двух положениях:

- 1) рабочем — мишень в пучке γ-лучей и
- 2) в положении для измерений фона, т. е. когда мишень выведена из пучка. Это положение показано на рис. 8 пунктиром.

Камера спектрометра фиксируется в зазоре электромагнита с точностью 0,5 мм.

Вес собранной камеры около 800 кг, поэтому для выкатывания ее из магнита имеется тележка на рельсовом пути. Сменять счетчики, мишень и диафрагму можно, не вынимая камеру из зазора.

Источник γ-лучей помещается вне камеры в защитном свинцово-вольфрамовом блоке, позволяющем использовать препараты активностью до  $4 \cdot 10^{11}$  расч/сек по жестким γ-лучам.

Для защиты счетчиков от прямого и рассеянного γ-излучения служат блоки из вольфрама, залитого свинцом. Для питания счетчиков служит высоковольтный выпрямитель типа ВС-22.

Регистрация тройных совпадений производится усилителем совпадений типа «Яблоня». Дополнительная радиотехническая схема позволяет одновременно с тройными совпадениями регистрировать двойные совпадения счетчиков C<sub>1</sub> и C<sub>2</sub> и измерять нагрузки на отдельных счетчиках. Эта схема служит для контроля стабильности работы регистрирующей аппаратуры.

### Исследование спектрометра

Описанный выше расчет формы линии показал, что геометрическая полуширина ее составляет 0,34%. Под геометрической полушириной подразумевается полуширина линии от точечного источника γ-лучей, находящегося на расстоянии  $2 \rho_0$  от бесконечно тонкой мишени, при расходи-

мости пучка  $\gamma$ -квантов  $\pm 1^\circ$  по вертикали и  $6^\circ$  по горизонтали и размерах щелей  $0,005 \rho_0 \times 0,1245 \rho_0$  и  $0,005 \rho_0 \times 0,2340 \rho_0$ .

К геометрической полуширине будет добавляться естественная ширина комптоновской линии. Кроме того, на ширину линии будет влиять и ряд других причин: неточное осуществление теоретического поля, конечные размеры источника, рассеяние и торможение электронов как в мишени, так и в газе и пленках первой камеры счетчика, а также и неточная юстировка прибора. Учесть все эти обстоятельства в расчетах невозможно. Влияние различных факторов на ширину линии было изучено экспериментально.

1. Влияние неточности подгонки магнитного поля на разрешение спектрометра было проверено по ширине конверсионной линии  $\text{Cs}^{137}$  ( $E_e = 624$  кэВ). Источник  $\text{Cs}^{137}$  высотой 16 мм и шириной 0,6 мм помещали на месте первой щели. Вторая щель имела ширину 0,6 мм и высоту 61 мм. Измеряли совпадения разрядов в счетчиках  $\text{C}_2$  и  $\text{C}_3$ . Геометрическая полуширина линии в этих условиях 0,24%, полуширина ее, полученная на опыте, 0,33%. Уширение линии из-за неточной подгонки магнитного поля не превышает 0,1%, а в действительности оно еще меньше, так как частично уширение линии происходило за счет конечной толщины использованного нами источника  $\text{Cs}^{137}$ .

2. Смещение камеры параллельно фокальной плоскости не будет влиять на форму линии, так как магнитное поле зависит только от одной координаты. Как показали опыты, смещение камеры перпендикулярно фокальной плоскости на  $\pm 10$  мм не влияет на полуширину линии.

3. Форму мишени нельзя сделать точно по расчету, так как тонкая пленка размерами  $140 \times 55$  мм провисает на рамке мишени. Отклонение отдельных частей мишени от расчетных положений достигает 1–2 мм. На рис. 9 приведена линия  $\text{Co}^{60}$ , снятая при различных положениях мишени. Мишень смещалась от расчетного положения по направлению пучка  $\gamma$ -квантов. При сдвиге на  $\pm 5$  мм ширина линии практически не меняется, а положение максимума смещается мало. Прогиб и перекос мишени не может заметно сказаться на ширине линии.

Для определения зависимости полуширины линии от размеров щелей опыты проводили при расчетных высотах первой щели 32 мм и второй 61 мм. Измеряли полуширину  $\gamma$ -линии  $\text{Co}^{60} = 1,17$  МэВ. На рис. 10 приведены линии, снятые со щелями различной ширины, но постоянной высо-

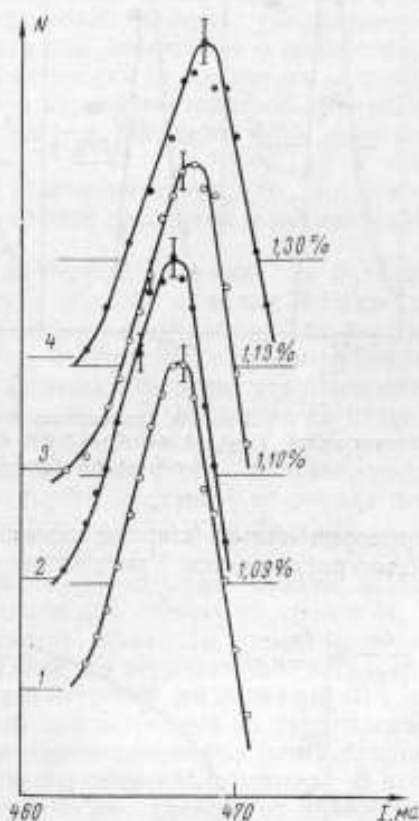


Рис. 9. Линия  $\text{Co}^{60}$  ( $h\nu = 1,17$  МэВ), измеренная при разных положениях мишени.

1 — расчетное положение; 2 — мишень придвинута к коллиматору на 5 мм; 3 — мишень отодвинута от коллиматора на 5 мм и 4 — на 12 мм.

ты:  $h_1=32$  мм и  $h_2=61$  мм. Из рисунка видно, что для щелей шириной  $d_1=3$  мм и  $d_2=4,5$  мм полуширина линии слабо зависит от ширины щелей и равна 1,0—1,1%. Скорость счета на максимуме линии меняется

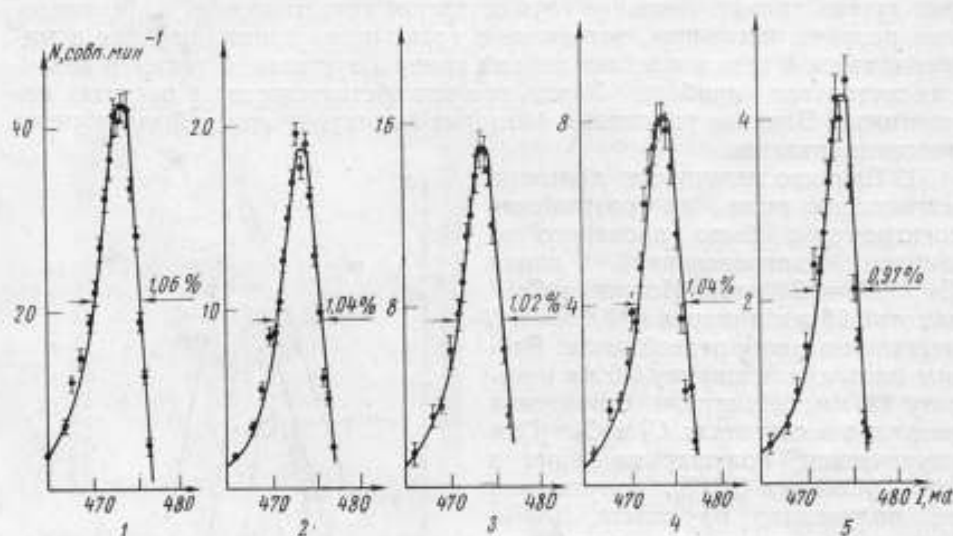


Рис. 10. Зависимость ширины линии от ширины щелей.  
 Ширина щелей: 1 —  $d_1=3$  мм;  $d_2=4,5$  мм; 2 —  $d_1=3$  мм;  $d_2=2,2$  мм; 3 —  $d_1=2$  мм;  $d_2=2,2$  мм; 4 —  $d_1=1$  мм;  $d_2=2,2$  мм; 5 —  $d_1=1$  мм;  $d_2=1$  мм.

пропорционально ширине щелей. При более широких щелях линия заметно расширяется. Уменьшение высоты щелей на полуширину линии заметно не влияет.

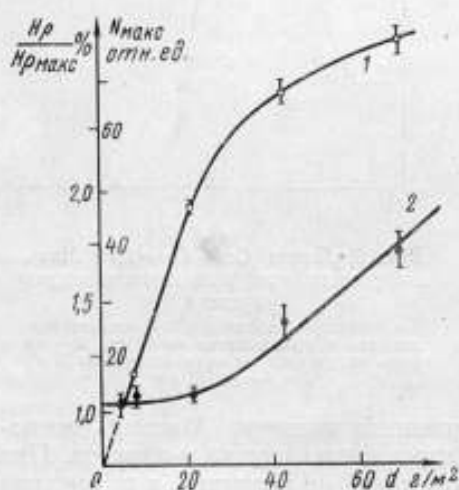


Рис. 11. Зависимость полуширины линии 1 и светосилы спектрометра 2 от толщины мишени.

размеры первой щели . . . . .	3×32 мм
» второй » . . . . .	4,5×61 мм
толщина целлофановой мишени . . . . .	21,5 г/м²

Зависимость полуширины линии от толщины мишени была исследована при щелях шириной  $d_1=2$  мм и  $d_2=2,5$  мм, результаты показаны на рис. 1. Мишенями служили целлофановые пленки различной толщины. Полуширина линии слабо меняется до толщины мишени  $\sim 20$  г/м², а при более толстых мишенях быстро увеличивается. На этом же рисунке дана зависимость светосилы спектрометра от толщины мишени.

Опыты подтвердили, что расчетные положения щелей и мишени являются наилучшими. Определение основных характеристик спектрометра и последующие измерения были проведены в следующих рабочих условиях:

## Основные характеристики спектрометра

**Рассеяние электронов.** Электроны отдачи, вылетевшие из мишени, рассеиваются в пленках и газе счетчиковых камер, что ведет к потере светосилы и, возможно, к ухудшению разрешения. Было последовательно исследовано влияние рассеяния в первой счетчиковой камере и втором счетчике.

Линия  $\text{Co}^{60}$  ( $h\nu = 1,17 \text{ Мэв}$ ) измерялась по совпадениям второго и третьего счетчиков как при наличии первой счетчиковой камеры, так и без нее. Изменение полуширины линии составляло приблизительно 0,1%. Высота же линии без первой счетчиковой камеры увеличивается на 30%. Можно сделать вывод, что рассеяние электронов в этой камере снижает светосилу спектрометра, но практически не влияет на разрешение. Определить, как влияет рассеяние в первой счетчиковой камере на форму линии («на хвостах») не удается из-за большого фона двойных совпадений.

Для других энергий  $\gamma$ -лучей такие опыты не проводили, но можно ожидать, что при возрастании энергии эффект рассеяния в первой камере будет уменьшаться.

Электроны, испытавшие рассеяние во втором счетчике на большие углы, могут не попасть в третий счетчик, поэтому тройных совпадений будет меньше, чем двойных (первого и второго счетчиков). Для энергии  $\gamma$ -лучей  $h\nu > 900 \text{ кэв}$  отношение двойных совпадений к тройным сохраняется постоянным и равным 1,22. При меньших энергиях это отношение увеличивается и для  $h\nu = 412 \text{ кэв}$  ( $\text{Au}^{198}$ ) равно 1,6. Несмотря на потерю светосилы, целесообразно работать на тройных совпадениях, так как при этом резко уменьшается фон от рассеянных электронов. В зависимости от величины магнитного поля и спектрального состава  $\gamma$ -источника фон тройных совпадений в 5—10 раз меньше фона двойных совпадений.

**Размеры источника.** Как правило, источники  $\gamma$ -излучения, используемые в  $\gamma$ -спектрометрах, работающих на электронах отдачи, имеют большие размеры. Подробно исследованное для первых электронов [4, 5] влияние размеров источника на разрешение показало, что разрешение слабо зависит от размеров источника. Такой же результат получен и для спектрометра ВНИИМ. Источник  $\text{Co}^{60}$  диаметром 6 мм и длиной 10,8 мм смещался от расчетного положения точечного источника по направлению пучка  $\gamma$ -квантов на  $\pm 70 \text{ мм}$  и на 35 мм перпендикулярно этому направлению по горизонтали (в пределах входного окна коллиматора). В этих пределах полуширина и положение линии не зависят от положения источника. Скорость счета на максимуме линии изменяется приблизительно обратно пропорционально квадрату расстояния от источника до мишени. Опыт с источником  $\text{Na}^{24}$  длиной 150 мм и сечением  $11 \times 22 \text{ мм}$  подтвердил этот результат. Линия  $\text{Na}^{24}$   $h\nu = 1,38 \text{ Мэв}$  имеет такую же полуширину и форму, как и близкая по энергии линия  $\text{Co}^{60}$   $h\nu = 1,33 \text{ Мэв}$ .

**Фоновые характеристики спектрометра.** Имеются три причины, которые могут вызвать фоновые совпадения: космические совпадения, случайные совпадения разрядов в счетчиках и совпадения, вызванные электронами, выбитыми из стенок камеры и прошедшими через все счетчики в результате кратного рассеяния на стенках камеры.

При измерении фона космических совпадений в отсутствии источника в течение 36 ч не было зарегистрировано ни одного совпадения. Это объясняется далеким расположением счетчиков друг от друга и хорошей защитой (80 см железа — ярмо магнита).

Фон случайных совпадений можно вычислить по формуле

$$N_{cs} = 2\tau N_1 N_{2,3},$$



где  $N_{2,3}$  — число совпадений разрядов во втором и третьем счетчиках.

Для источника  $Co^{60}$  активностью около  $10^{11}$  расп/сек  $N_1 = 30$  имп/сек, а  $N_{2,3} = 0,5$  совп/сек. При разрешающем времени установки  $\tau = 10^{-6}$  сек число случайных совпадений равно одному совпадению за 8 ч.

Электроны, выбитые из краев коллиматора, стенок камеры и защитных свинцовых блоков, образуют в первой части прибора «газ» из быстрых электронов. Часть этих электронов может пойти по направлению рабочего пучка электронов и при подходящей величине магнитного поля вызвать разряды во всех счетчиках. Эта составляющая фона должна

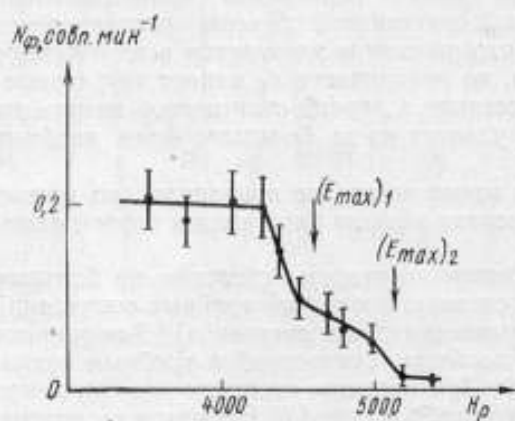


Рис. 12. Спектр фона от источника  $Co^{60}$  активностью около  $10^{11}$  расп/сек.

резко уменьшаться при магнитных полях, соответствующих максимальной энергии электронов отдачи от данной  $\gamma$ -линии, что и наблюдается на опыте. На рис. 12 показана форма спектра фона от источника  $Co^{60}$ . Отчетливо видны два излома, соответствующих двум  $\gamma$ -линиям  $Co^{60}$ . Положение этих линий указано на рисунке стрелками. Аналогичный ход фона наблюдается и для других источников с простым спектром. Для источников, имеющих сложный спектр, фон имеет более плавный ход.

**Градуировка спектрометра по энергиям.** Определение энергии  $\gamma$ -линии производится по максимуму линии. Положение максимума линии мы определяем как точку пересечения прямых, проходящих через левый и правый спады линии. Так как неизвестно, как расположен максимум относительно истинных значений  $(H_Q)_{max}$  для разных энергий  $\gamma$ -лучей,

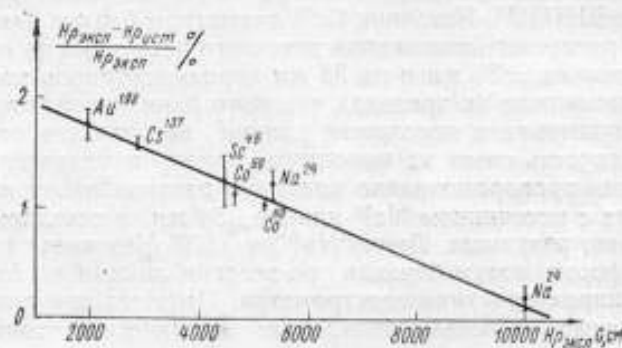


Рис. 13. График градуировки спектрометра.

$H_{Q_{эксп}}$  — экспериментальное значение  $H_Q$  для максимума линии;  $H_{Q_{ист}}$  — значение  $H_Q$  по литературным данным, для электрона с  $\varphi = 0$ .

то абсолютные измерения магнитного поля можно использовать только для предварительной градуировки. Для более точных определений энергии спектрометр был градуирован (рис. 13) по известным  $\gamma$ -линиям:

412 кэв Au<sup>198</sup>, 662 кэв Cs<sup>137</sup>, 890 и 1120 кэв Sc<sup>46</sup>, 1172 и 1332 кэв Co<sup>60</sup>, 1368 и 2754 кэв Na<sup>24</sup>.

Все реперные точки хорошо ложатся на прямую линию. Погрешность градуировки складывается из погрешности определения максимума реперных линий и погрешности табличных значений энергий этих линий и составляет по всей шкале 0,1%.

Энергии хорошо разделенных сильных линий можно определять на нашем спектрометре с погрешностью не более 0,2%. При измерении слабых линий добавляется статистическая погрешность, а при неполностью разделенных линиях — погрешность разложения их на компоненты.

Ввиду прямолинейности графика рис. 13 для определения энергии новой линии можно пользоваться формулой

$$H_{\text{рест}} = H_{\text{рэсп}} (1 - 2,11 \cdot 10^{-2} + 1,91 \cdot 10^{-6} H_{\text{рэсп}}).$$

### Спектральная чувствительность и светосила спектрометра

Несмотря на то, что с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов сечение неупругого рассеяния уменьшается, дифференциальное сечение выбивания электрона отдачи с  $\varphi=0$  растет. Поэтому чувствительность спектрометра увеличивается с ростом энергии  $\gamma$ -квантов.

Функция спектральной чувствительности показывает зависимость площадей  $\gamma$ -линий равной интенсивности от энергии  $\gamma$ -лучей. Мы нормировали эту функцию таким образом, чтобы для  $\gamma$ -линий, имеющих полуширину 1%, спектральная чувствительность численно совпадала со светосилой.

Спектральная чувствительность прибора  $S_{\gamma}$  определена экспериментально. Для этого были использованы каскадные  $\gamma$ -переходы в источниках Co<sup>60</sup>, Na<sup>24</sup> и Sc<sup>46</sup>, имеющие равные интенсивности, и абсолютные определения активностей препаратов Sc<sup>46</sup> и Au<sup>198</sup>, выполненные Е. А. Хольцовой на  $\gamma$ -калориметре ВНИИМ.

Были получены следующие результаты:

$$S_{412} = (0,59 \pm 0,07) \cdot 10^{-11}; \quad \frac{S_{2754}}{S_{1368}} = 2,22 \pm 0,10$$

$$S_{890} = (2,06 \pm 0,08) \cdot 10^{-11}; \quad \frac{S_{1332}}{S_{1172}} = 1,155 \pm 0,027$$

$$S_{1120} = (2,74 \pm 0,11) \cdot 10^{-11}; \quad \frac{S_{1120}}{S_{890}} = 1,310 \pm 0,035.$$

Так как эти значения хорошо укладываются на прямую, то было предположено, что функция спектральной чувствительности имеет вид  $S_{\gamma} = aE_{\gamma} + b$ . Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  были найдены методом наименьших квадратов:

$$10^{11} S_{\gamma} = (3,01 \pm 0,06) E_{\gamma} - (0,62 \pm 0,06).$$

Энергия  $\gamma$ -лучей ( $E_{\gamma}^{\gamma}$ ) выражена здесь в мегаэлектронвольтах. Функция спектральной чувствительности представлена на рис. 14.

Погрешность определения относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий будет зависеть от разности их энергии. Из-за неточности в определении спектральной чувствительности погрешность в определении относительных интенсивностей не превышает 4%, если  $\gamma$ -линии имеют энергию в интервале 0,9—2,8 Мэв, и достигает 10% для  $h\nu = 0,4$  Мэв.

Используя выражение для функции спектральной чувствительности и зависимость полуширины линии от энергии (рис. 15), можно определить светосилу спектрометра для различных энергий  $\gamma$ -лучей. Для  $\gamma$ -квантов с энергией 1 Мэв она составляет  $2 \cdot 10^{-11}$  совпадений на квант, вылетающий из источника.

**Форма линии.** Для разложения сложных  $\gamma$ -спектров на компоненты необходимо знать форму линии спектрометра для различных энергий  $\gamma$ -квантов. Форма линии определяется многими факторами, в том числе

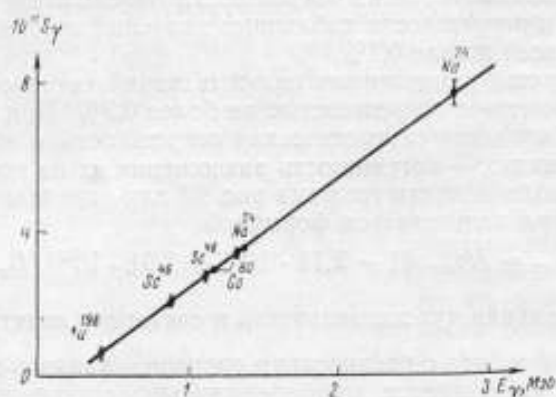


Рис. 14. Спектральная чувствительность спектрометра.

геометрией спектрометра, точностью подгонки магнитного поля, рассеянием и торможением электронов в мишени, пленках и газе счетчиковых камер и т. д. Учесть все эти факторы в расчете не представляется возможным, поэтому данные по форме линии были получены экспериментально. Тщательно измерялась форма линии от одиночных и далеко расположенных друг от друга  $\gamma$ -линий  $Au^{198}$ ,  $Cs^{137}$ ,  $Sc^{46}$ ,  $Co^{60}$ ,  $Na^{24}$ ,  $RaC$  и  $RaTh$ .

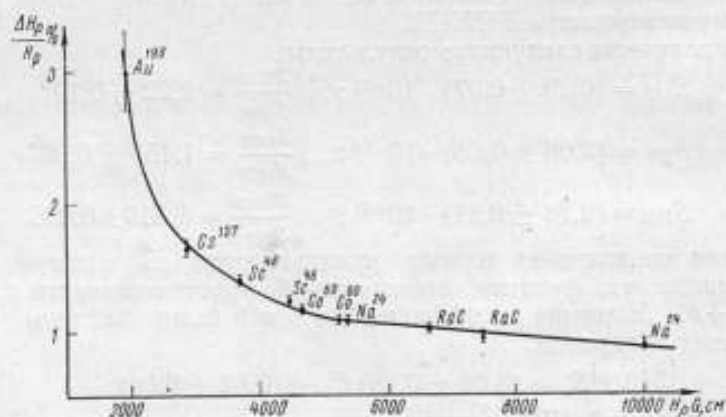


Рис. 15. Зависимость полуширины линии от энергии для мишени толщиной  $21,5 \text{ г/см}^2$ .

На рис. 15 показана зависимость полуширины линии от энергии  $\gamma$ -лучей. Полуширина изменяется от 3% для  $h\nu = 412 \text{ кэв}$  до 1% для  $h\nu > 1500 \text{ кэв}$ .

Совмещенные по высоте и полуширине линии разной энергии имеют почти одинаковую форму. Небольшие отклонения наблюдаются только на далеких участках спадов линий. Поэтому при разложении спектров на компоненты линии можно считать подобными. Различия в форме да-

леких спадов нужно учитывать, если очень слабая линия находится на спаде в сто раз более интенсивной линии. Такой случай встретился при исследовании  $\gamma$ -спектра  $Ga^{72}$ .

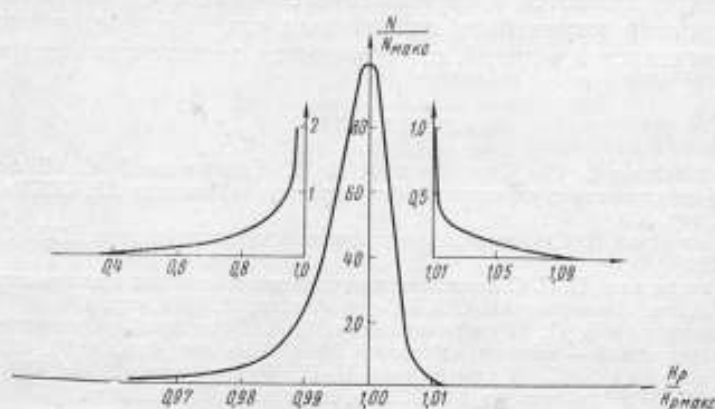


Рис. 16. Форма линии спектрометра.

На рис. 16 изображена в относительных координатах средняя форма линии для диапазона энергий 900—1400 кэв, приведенная к относительной полуширине 1%, а на рис. 17 показан спектр  $Co^{60}$  со вписанной стандартной формой линии.

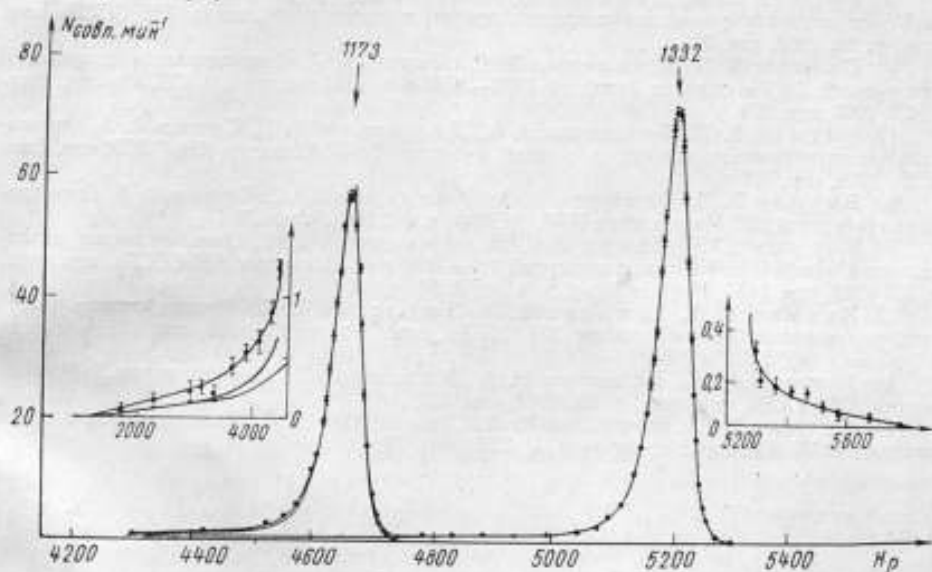


Рис. 17. Спектр  $Co^{60}$ .  
Сплошная линия — форма линии спектрометра.

### Заключение

Исследования  $\gamma$ -спектров ряда радиоактивных изотопов [11—17] подтвердили высокие спектрометрические качества элетрона ВНИИМ.

Хорошая разрешающая способность спектрометра ( $\frac{\Delta H_p}{H_p} = 1\%$  при  $h\nu \geq 1,5$  Мэв) и малый уровень фона позволили обнаружить в исследо-



ванных спектрах около 40 неизвестных ранее  $\gamma$ -переходов. Так, например, в спектре  $Ga^{72}$  [15] обнаружено 14 новых  $\gamma$ -переходов.

Значения относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий, полученные на этом спектрометре, являются в настоящее время наиболее точными.

Спектрометр может быть использован для определения относительных интенсивностей  $\gamma$ -линий, отличающихся по интенсивности в  $10^4$  раз.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Карамян А. С., Шестопалова С. А.  $\gamma$ -спектрометр с улучшенной фокусировкой. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 17, 1953, стр. 518.
2. Джелепов Б. С. О точной фокусировке электронов отдачи. ДАН СССР, т. 77, 1951, стр. 389.
3. Павинский П. П. О движении электронов в магнитных спектрометрах с неоднородным полем. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 18, 1954, стр. 174.
4. Джелепов Б. С., Шестопалова С. А. Магнитный  $\gamma$ -спектрометр с улучшенной фокусировкой — элэктрон. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 20, 1956, стр. 328.
5. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Недовесов В. А., Щукин Г. Е.  $\gamma$ -излучение  $Eu^{152}$ ,  $Eu^{154}$ . «Известия АН СССР», сер. физ., т. 21, 1957, стр. 966.
6. Башилов А. А., Бернотас В. И. Расчет электронных изображений в кэтроне. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 18, 1954, стр. 192.
7. Крылов А. Н. Лекции о приближенных вычислениях. Собрание трудов, т. III, ч. 2. Изд-во АН СССР, 1949.
8. Джелепов Б. С. О естественной ширине спектральных линий электронов отдачи. ДАН СССР, т. 101, 1955, стр. 825.
9. Bloch F. Contribution to the Theory of the Compton-Line. «Phys. Rev.» 1934, v. 46, p. 674.
10. Грошев Л. В., Демидов А. М., Луценко В. Н., Малов А. Ф. Магнитный  $\gamma$ -спектрометр с высокой разрешающей способностью. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 24, 1960, стр. 791.
11. Витман В. Д., Джелепов Б. С., Каран А. А. Относительные интенсивности  $\gamma$ -лучей  $RaC$  в области энергий 1300—2520 кэВ. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 25, 1961, стр. 201.
12. Витман В. Д., Воинова Н. А., Джелепов Б. С., Каран А. А. Относительные интенсивности некоторых  $\gamma$ -линий в спектре  $Ta^{182}$ . Известия АН СССР, сер. физ., т. 25, 1961, стр. 199.
13. Витман В. Д., Воинова Н. А., Джелепов Б. С., Каран А. А. О  $\gamma$ -переходе с энергией 892,4 кэВ в ядре  $W^{182}$ . ЖЭТФ, т. 40, 1961, стр. 479.
14. Витман В. Д., Воинова Н. А., Джелепов Б. С. Относительные интенсивности  $\gamma$ -линий  $Ig^{196}$  в области энергий 860—2130 кэВ. «Известия АН СССР», сер. физ., т. 26, 1962, стр. 1475; Nuclear Physics, v. 41, 1963, p. 669.
15. Витман В. Д., Воинова Н. А., Джелепов Б. С. Относительные интенсивности  $\gamma$ -линий  $Ga^{72}$ . «Известия АН СССР», сер. физ., т. 27, 1963, стр. 249; «Nuclear Physics», v. 46, 1963, p. 368.
16. Витман В. Д., Воинова Н. А., Джелепов Б. С.  $\gamma$ -излучение  $As^{76}$ . «Известия АН СССР», сер. физ., т. 28, 1964, стр. 222.
17. Витман В. Д., Воинова Н. А., Джелепов Б. С. Новые данные о схеме распада  $Re^{186}$ . «Ядерная физика», т. 1, 1965, стр. 19.

Статья поступила  
в мае 1965 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Коллектив сотрудников. Константин Константинович Аглинцев. (К 60-летию со дня рождения)	7
<b>I. Измерения активности радиоактивных источников</b>	
Л. П. Кулькова, Е. А. Хольцова. Установка с адiabатическим $\gamma$ -калориметром для абсолютного измерения активности $\gamma$ -источников	11
А. А. Константинов, А. Е. Кочин. Эталонная установка УСЧ-6 для воспроизведения единицы активности источников методом $4\pi\beta$ - $\gamma$ и $\beta$ - $\gamma$ совпадений	25
А. А. Константинов, А. Е. Кочин, Т. Е. Сазонова. Определение по ВНИИМ удельной активности растворов с помощью $4\pi$ -счетчиков при междупородных сравнениях	37
Ф. М. Караваяев. О первичном международном эталоне радия	44
А. Ф. Дрячко, Ф. М. Караваяев, Л. П. Кулькова, Е. А. Хольцова. К установлению нового первичного эталона радия СССР	49
Ф. М. Караваяев, Г. П. Остроумова, Е. А. Хольцова, М. Ф. Юдин. Рабочие эталоны и образцовые $\gamma$ -источники 1-го разряда из $\text{Co}^{60}$ и $\text{Cs}^{137}$	52
В. И. Албул, Е. А. Аристов, Е. С. Петерсон, В. И. Снегирев. Сцинтилляционная установка для относительных измерений $\alpha$ - и $\beta$ -источников	56
Л. П. Жуковская, С. А. Русинов, И. А. Соколова. Образцовая установка типа УПГР-2	61
Н. Ф. Жданова, И. И. Турунцева. Проточный $4\pi$ -счетчик для измерения низких уровней активности $\alpha$ - и $\beta$ -источников	67
<b>II. Измерения доз излучений</b>	
Г. П. Остроумова, К. К. Хлебникова, М. Ф. Юдин. Методика градуировки ионизационных камер для измерения энергии тормозного излучения с помощью образцовых $\gamma$ -источников	70
В. В. Скотников, М. Ф. Юдин. Ионизационный метод оценки средней энергии спектра тормозного излучения	74
И. А. Уряев. Исследование углового и энергетического распределения $\beta$ -излучения от плоского источника больших размеров	77
М. Ф. Юдин. О так называемой «гамма-постоянной»	83
<b>III. Нейтронные измерения</b>	
В. И. Фоминых. Современное состояние методов абсолютного измерения числа нейтронов, испускаемых источником (Обзор)	87
В. И. Фоминых, И. А. Ярицына. Абсолютные измерения выхода нейтронных источников (рабочих эталонов ВНИИМ) методом активации марганца	103
Ю. В. Иванов. Использование метода совпадений (нейтрон-гамма) для измерения выхода нейтронных источников	124
В. Т. Шебелев. Исследование установки ВНИИМ для нейтронных измерений (графитовая сфера)	133
В. И. Фоминых. Создание и исследование образцового «всеобъемлющего» полупроводникового счетчика ВНИИМ	158
М. Ф. Юдин, А. П. Яворский. О возможности градуировки нейтронных радиометров и дозиметров в коллимированном пучке нейтронов	173
<b>IV. Измерения концентрации радиоактивных веществ в различных средах</b>	
В. Г. Лабушкин, Л. С. Рузер. Определение коэффициентов проскока дочерних продуктов радона через фильтры типа АФА-РМП, ИЭЛ и ЛФС	178
Н. М. Пөлев, Л. С. Рузер. Диффузионное осаждение радиоактивных аэрозолей из ламинарного потока (в цилиндрических каналах) (Обзор)	180
<b>V. Спектрометрия образцовых источников излучения и ядерная спектроскопия</b>	
Э. К. Степанов, Н. В. Тютиков. Альфа-спектрометр с полупроводниковым детектором для исследования спектров излучения $\alpha$ -источников	187
Р. П. Кресс, И. А. Ярицына. Спектрометрия быстрых нейтронов с использованием протонов отдачи	190
В. Г. Лабушкин, Л. С. Рузер, Э. К. Степанов, Н. В. Тютиков. Исследование спектра $\alpha$ -излучения незаманирующего источника $\text{Ra}^{226}$ , находящегося в равновесии с дочерними продуктами	197
В. Д. Витман, Б. С. Дзержев. Магнитный $\gamma$ -спектрометр ВНИИМ (электрон)	201



Цена 1 р. 13 к.