

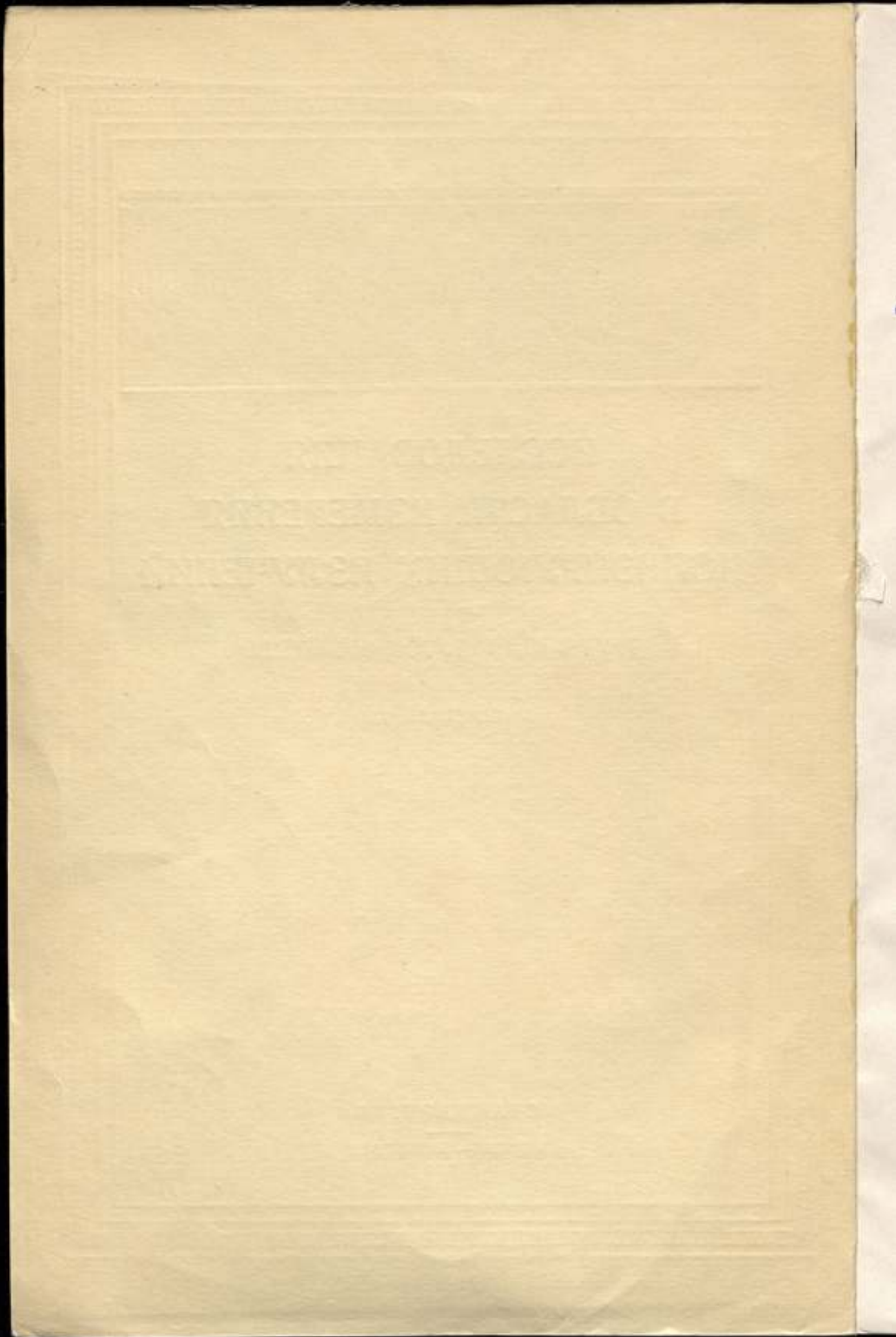
КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 55 (115)

СТАНДАРТГИЗ
—
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1961



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
при СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ж 12.562 —
6

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 55 (115)

*Под редакцией
канд. техн. наук М. Ф. ЮДИНА*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТГИЗ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1961

52051

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

ПРЕДИСЛОВИЕ

В данном выпуске Трудов приводятся результаты работ отдела измерения ионизирующих излучений ВНИИМ, проведенных в 1958—1959 гг. Статьи посвящены вопросам, связанным с воспроизведением, хранением и передачей размеров единиц измерений в области рентгеновского и γ -излучений и радиоактивности, а также с разработкой методов измерений нейтронных потоков и доз.

Статьи Л. П. Тимофеевой, Е. А. Хольновой «Калориметрическая установка для измерения препаратов радия» и А. Ф. Дричко, Л. П. Жуковской, Ф. М. Караваева, С. А. Русиновой «Новые рабочие эталоны радия» посвящены вопросам измерения препаратов радия. В первой статье дается описание новой калориметрической установки, приводятся теория работы калориметра и данные, которые необходимо знать о препаратах радия для точного определения их активности. Во второй статье описываются новые рабочие эталоны радия.

В статьях М. П. Авотиной, Г. П. Остроумовой «Установка для абсолютных измерений в рентгенах рентгеновского излучения от 20 до 60 кэв» и К. К. Аглинцева, Г. П. Остроумовой «Воспроизведение рентгена в области γ -излучения с энергией квантов $0,25 \div 3$ Мэв» рассмотрены вопросы эталонирования излучений с различной энергией квантов.

В статье З. П. Балон, М. П. Максимовой «Эталонные национальные рентгенометрические установки и сличения их» дается обзор состояния эталонных национальных установок, воспроизводящих и хранящих рентген.

Статья К. К. Аглинцева, М. П. Максимовой, И. А. Уряева излагает вопросы измерения доз от β -излучателей.

В следующих трех работах рассмотрены некоторые вопросы, связанные с измерением нейтронных потоков и нейтронных доз.

В статье С. И. Слепышкова, М. Ф. Юдина «Применение сцинтилляционных детекторов в дозиметрии быстрых нейтронов» приведено описание двух созданных сцинтилляционных приемников для измерения быстрых нейтронов.

Е. П. Андреев, С. С. Родионов, И. А. Ярицына в статье «Исследование плоского сцинтиллятора медленных нейтронов» описывают методики определения эффективности плоского сцинтиллятора при измерении медленных нейтронов.

В статье И. А. Ярицыной «О чувствительности активационного метода при фотонейтронных измерениях» излагаются преимущества активационного метода измерения нейтронных потоков малой интенсивности.

Редактор

Содержание

Исследование плоского сцинтиллятора медленных нейтронов. Е. П. Андреев, С. С. Родионов, И. А. Ярицына. 1

О чувствительности активационного метода при фотонейтронных измерениях. И. А. Ярицына. 10

Измерение нейтронного потока с помощью сцинтиллятора. В. А. Ярицын. 18

Исследование сцинтиллятора медленных нейтронов. Е. П. Андреев, С. С. Родионов, И. А. Ярицына. 25

О чувствительности активационного метода при фотонейтронных измерениях. И. А. Ярицына. 32

Измерение нейтронного потока с помощью сцинтиллятора. В. А. Ярицын. 39

Л. П. ТИМОФЕЕВА, Е. А. ХОЛЬНОВА
ВНИИМ

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРЕПАРАТОВ РАДИЯ

Подробно описана созданная во ВНИИМ α -калориметрическая установка и приведены результаты абсолютных и относительных измерений при помощи этой установки различных препаратов радия.

В настоящее время для определения содержания радия в радиевых препаратах наиболее часто пользуются ионизационным методом. При этом измерение количества радия в препарате производится путем сравнения ионизаций, производимых γ -излучением эталона радия и сравниваемого препарата в ионизационной камере того или иного типа.

Относительные измерения содержания радия в стандартных препаратах радия (под «стандартными» подразумеваются такие препараты радия, которые по своим размерам, форме и количеству соли радия близки к эталонам) в ионизационной камере можно производить с точностью до 0,5% и даже несколько выше. Однако при измерении препаратов, значительно отличающихся от эталонов, с которыми они сравниваются, применение ионизационного метода может привести к существенным ошибкам из-за различия в поглощении γ -излучения в самом препарате и в стенках его оболочки.

Сравнение двух препаратов радия с помощью ионизационной камеры может дать неправильное соотношение содержания радия в них, если эти препараты значительно различаются между собой толщиной и материалом стенок оболочки, количеством активного вещества и неактивных примесей, распределением соли внутри ампулы и т. п. Было подсчитано [1], что при сравнении чистого радиевого препарата в 100 мг с эталоном радия в 20 мг только различие в величине самопоглощения γ -лучей в соли радия занижает содержание радия в препарате на 0,5%, а разница в толщине стенок платиновых ампул в 0,1 мм вносит ошибку в результат измерения примерно в 1,5%.

В последнее время нередко используются препараты, запаянные в двойные, а иногда и в тройные стеклянные ампулы. Часто встречаются препараты, заключенные в оболочки с размерами, превышающими размеры обычных ампул, причем толщина и материал стенок ампул не определены достаточно точно. Все это не дает возможности правильно оце-

нить поглощение γ -излучения в оболочках сличаемых препаратов и еще больше затрудняет их сравнение ионизационным методом.

Калориметрический метод, в отличие от ионизационного, является абсолютным методом и не требует каких-либо эталонов, что служит весьма ценным его преимуществом.

Калориметрические измерения основаны на определении теплового эффекта, обусловленного поглощением α -, β - и γ -излучений радиоактивного препарата; при этом количество тепла w , выделяемое препаратом в 1 сек, прямо пропорционально числу актов распада N_0 , происходящих в нем в единицу времени:

$$w = N_0 \varepsilon p, \quad (1)$$

где ε — энергия, приходящаяся в среднем на один акт распада;
 p — коэффициент, учитывающий степень поглощения излучений в калориметре.

Как следует из соотношения (1), калориметрические измерения позволяют определить абсолютную активность любого радиоактивного препарата, для которого известны спектроскопические характеристики его излучений (энергия α -частиц, средняя энергия β -спектра, энергии и интенсивности всех γ -квантов), позволяющие вычислять энергию, выделяющуюся в одном акте распада.

У радия энергия распада в основном определяется легко поглощаемым α -излучением. На долю проникающего излучения, т. е. γ -лучей, приходится около 7% от полной энергии. Благодаря этому тепловой эффект радия в тонкостенном калориметре обуславливается поглощением α - и β -излучений, а некоторое поглощение γ -лучей в препарате и в тонких стенках калориметра вычисляется и представляет собой незначительную поправку. Поэтому ошибки в оценке самопоглощения γ -лучей в источнике очень мало влияют на точность результата. Так, если в самом источнике и в стенках калориметра поглощается около 10% γ -излучения и это поглощение оценено с погрешностью порядка 25% (обе указанные цифры умышленно преувеличены), то ошибка, вносимая в конечный результат этими факторами, не будет превышать 0,2%, в то время как погрешность ионизационных измерений в этих условиях будет не менее 2,5%.

Приведенные выше соображения показывают достоинства калориметрического метода при абсолютных измерениях нестандартных препаратов радия.

Впоследствии мы убедились в преимуществах калориметра и для относительных измерений радия. Действительно, при сравнении на калориметре препаратов радия с эталоном, содержание радия в котором хорошо известно, отпадает необходимость в знании энергии распада радия и градуировочных данных калориметра, т. е. тех величин, погрешность которых в основном определяет погрешность абсолютных измерений на калориметре. Даже если измеряемый препарат значительно отличается по форме, оболочке, количеству содержания радия от эталона, с которым он сравнивается, это обстоятельство не вносит существенной ошибки в результат.

Достоинства калориметрического метода, как метода абсолютного, для измерения различных α - и β -препаратов, а также большая точность, которую он дает при измерении нестандартных препаратов радия, убедили нас в необходимости создания во ВНИИМ α -калориметрической установки.

В течение 1956—1958 гг. такая калориметрическая установка была сконструирована, изготовлена, а затем усовершенствована. Первоначально она предназначалась для измерения абсолютной активности различных α - и β -препаратов. Но так как в нашем распоряжении не оказалось подходящих α -источников, кроме радиевых, то установка была приспособлена для измерения активности главным образом различных радиевых ампул, а также для измерения абсолютной активности β -источников.

Установка пригодна для измерения α -препаратов и радия в пределах от 0,1 *мкюри* до 1 *кюри*, β -препаратов — от 5÷10 *мкюри* и до 3 *кюри* (верхний предел измерений на калориметрах устанавливается обычно техникой безопасности).

Описание калориметрической установки

Калориметрическая установка, о которой идет речь, фактически состоит из двух независимых α -калориметров статического типа, рассчитанных на измерение различных по своим габаритам радиевых ампул, и одного β -калориметра. Все калориметры одинаковы по конструкции и отличаются друг от друга лишь своими размерами.

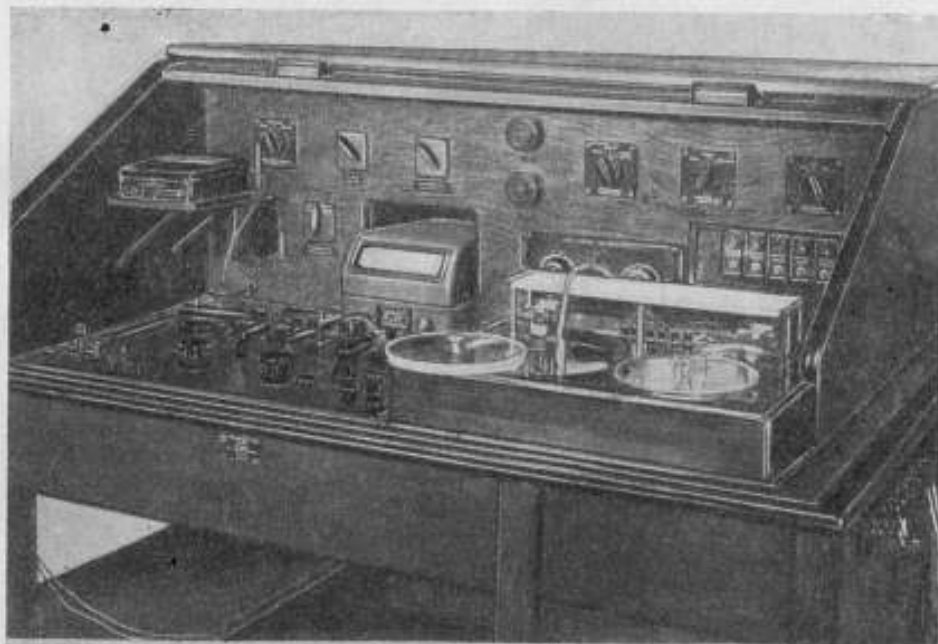


Рис. 1. Общий вид калориметрической установки.

В целом калориметрическая установка представляет собой большой деревянный стенд (рис. 1), на котором размещены все основные узлы:

- 1) два медных цилиндра с калориметрами;
- 2) водяной термостат с устройством, позволяющим поддерживать в нем заданную температуру;
- 3) электроизмерительное устройство для измерения температуры калориметра;
- 4) потенциометрическая схема, используемая при градуировке калориметров;

- 5) схема для измерения чувствительности гальванометра;
 6) устройство для регулирования уровня жидкости в термостате.

Конструкция калориметров во многом подобна радиовесам, описанным в работах [2]. Главное отличие ее состоит в том, что в радиовесах измерение теплового эффекта от препарата основывается на его компенсации охлаждением Пельтье с последующим измерением эффекта Пельтье. В настоящей же работе определение тепловой мощности препарата основывается на точной градуировке калориметра с помощью источника известной мощности.*

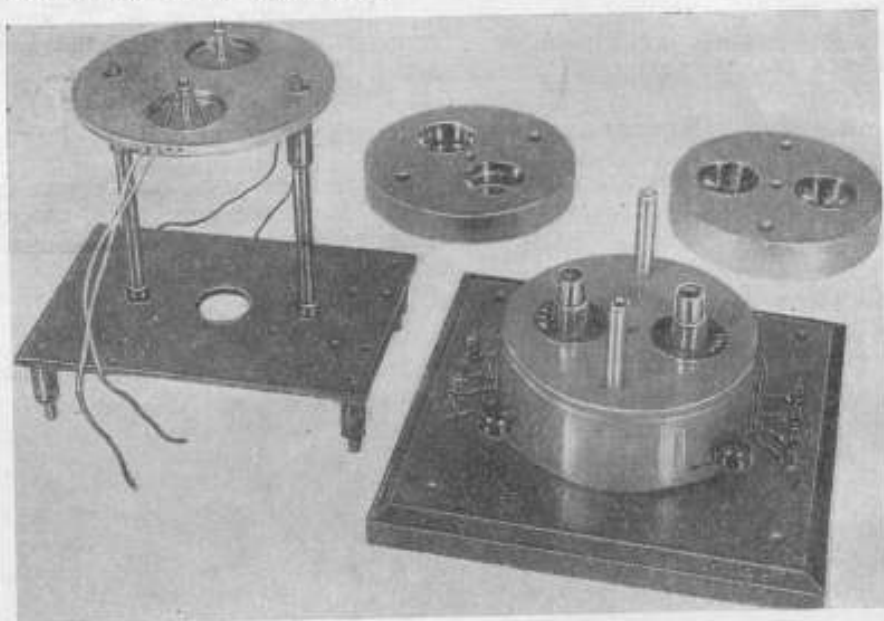


Рис. 2. Внешний вид калориметрических стаканчиков и медного блока.

Отдельный α -калориметр состоит из массивного медного цилиндра диаметром около 120 мм и высотой 115 мм. Внутри цилиндра, выполненного в виде четырех отдельных дисков, нанизанных последовательно на два стержня, имеются две воздушные полости диаметром 36 мм, в каждой из которых помещается по небольшому медному стаканчику (рис. 2). Эти тонкостенные стаканчики и являются собственно калориметрами — приемниками тепла. Измеряемый препарат помещают в один из стаканчиков, который постепенно нагревается за счет поглощения в его стенках α -излучения, ядер отдачи, а также β -частиц измеряемого препарата; γ -излучение практически полностью проходит через калориметр без заметного поглощения. Степень нагревания стаканчика калориметра измеряется при помощи термобатарей из медь-константана.

Конструкция установки позволяет использовать каждый из двух стаканчиков калориметра: 1) как одиночный калориметр и 2) как дифференциальный-двойной. В первом варианте в цепь термопар данного стаканчика включают чувствительный гальванометр, который измеряет температуру стаканчика относительно медного блока. Во втором случае

* Следует указать, что в первом варианте прибора [3] мы также пользовались компенсацией охлаждением Пельтье, однако были вынуждены отказаться от этого ввиду трудности точного определения коэффициента Пельтье и нестабильности эффекта.

гермобатарей обоих стаканчиков включают навстречу друг другу; при этом гальванометр в цепи термопар отмечает разность температур между стаканчиками.

Оба α -калориметра вместе с медными блоками установлены в термостате рядом и обслуживаются одним и тем же электроизмерительным устройством и питанием. Данные о калориметрах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Калориметр	Размеры стаканчика, мм			Количество термопар	Время установления равновесия, мин	Чувствительность, $\mu\text{В}/10^{-4}$ мм/ст
	$d_{\text{нар}}$	$d_{\text{вн}}$	l			
α -калориметр № 1	4,0	3,7	31	8	20	60,3
α -калориметр № 2	8,3	8,0	67	12	40	24,6
β -калориметр	12,5	10,5	30	12	80	35,9

α -калориметр № 1 предназначен для измерения радиевых препаратов, близких по своим размерам к эталонам радия. Его стаканчики изготовлены из меди и имеют наружный диаметр $d_{\text{нар}} = 4,0$ мм, внутренний $d_{\text{вн}} = 3,7$ мм, длину $l = 31$ мм. Толщина стенки, равная 0,15 мм, вполне достаточна для полного поглощения α -частиц любой энергии.

α -калориметр № 2 рассчитан на измерение нестандартных препаратов радия, а также препаратов, заключенных в двойную стеклянную оболочку. Размеры стаканчиков этого калориметра: $d_{\text{нар}} = 8,3$ мм, $d_{\text{вн}} = 8,0$ мм, $l = 67$ мм.

Внутреннее устройство отдельного α -калориметра видно из рис. 3. На рисунке показаны четыре диска, из которых собирается медный блок-цилиндр, служащий в качестве выравнивателя температур. Сравнительно большая теплоемкость блока и высокая теплопроводность меди позволяют сглаживать температурные флуктуации водяного термостата.

Каждый стаканчик вместе со своей термобатареей фиксируется в полости блока при помощи тонкой эбонитовой пластинки, прикрепленной к одному из медных дисков 3. Выполнено это следующим образом.

Диск 3 имеет два сквозных отверстия, диаметром 32 мм, соответствующих полостям медного цилиндра. В каждом из этих отверстий имеется небольшой паз, в котором помещается эбонитовый диск толщиной около 1 мм.

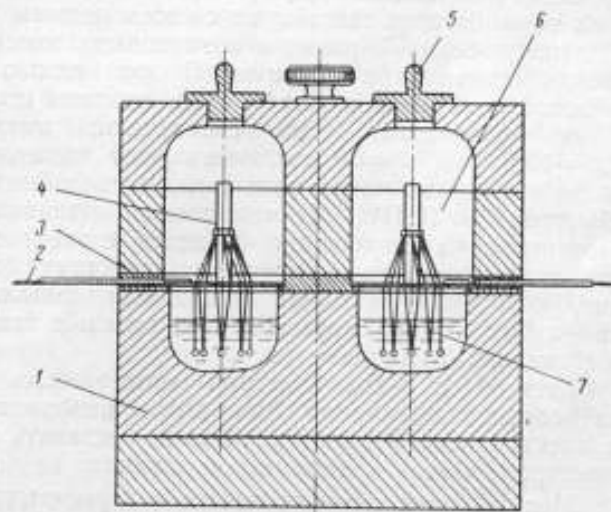


Рис. 3. Внутреннее устройство α -калориметра.

1 — медный блок-термостат; 2 — выводы от термопар; 3 — диск; 4 — калориметрический стаканчик; 5 — пробка; 6 — воздушная полость в медном блоке; 7 — термобатарея.

Через этот диск равномерно по кругу пропущены 16 проволочек из меди и из константана, жестко прикрепленных к диску клеем. Сваренные соответствующим образом медные и константановые проволочки образуют термобатарею, восемь спаев которой находятся сверху эбонитового диска и восемь под ним.

На поверхности стаканчика, примерно на середине его длины, сделан кольцеобразный выступ высотой и шириной примерно в 1 мм. С нижней стороны выступ имеет восемь небольших отверстий, распределенных равномерно по кругу. В эти отверстия помещают восемь верхних спаев термобатареи и закрепляют их там клеем БФ-2. Таким образом, сам стаканчик в полости медного блока фактически покоится на верхних спаев своей термобатареи. Это сделано для того, чтобы по возможности уменьшить теплообмен между стаканчиком и медным цилиндром. Нижние спаи термобатареи, расположенные под эбонитовой пластинкой, погружены в масло, налитое на дно полости медного блока. Концы от термобатареи закреплены на эбонитовой пластинке и далее выведены через боковой канал, сделанный в медном диске 3 по направлению его радиуса.

Каждый стаканчик состоит из верхней и нижней половин. Нижняя половина через термопары и эбонитовую пластинку жестко связана с медным диском 3; верхняя половина, колпачок стаканчика, легко снимается. Сделано это для облегчения процедуры вкладывания в калориметр и вынимания из него длинной радиевой ампулы. Кроме того, наличие колпачка у стаканчика обеспечивает поглощение излучения в телесном угле 4π .

Для уменьшения потерь тепла на лучеиспускание поверхность стаканчиков посеребрена и отполирована. По этим же соображениям внутренняя поверхность полостей медного цилиндра никелирована и затем также полирована.

Любой из α -калориметров может быть переоборудован для измерения β -активных препаратов. Так как стаканчики калориметра и их термобатареи связаны не со всем медным блоком, а только лишь с одним диском 3, имеется возможность замены одних калориметрических стаканчиков другими. С этой целью был изготовлен один запасной диск 3, на котором были собраны стаканчики β -калориметра с их термопарами. Эти стаканчики, имеющие $d_{\text{нар}} = 12,5$ мм, $d_{\text{ин}} = 10,5$ мм, $l = 30$ мм, позволяют измерять активность β -препаратов в ампулах такой величины, какие обычно измеряют на γ -калориметрах ВНИИМ. Медная стенка стаканчиков толщиной в 1 мм рассчитана на поглощение β -частиц с энергией до 1350 кэв. В случае, если измеряемый препарат испускает более жесткое β -излучение, то такой источник заключают дополнительно в свинцовую ампулу со стенкой нужной толщины и в такой упаковке помещают в стаканчик β -калориметра.

Диск 3 с β -калориметром может быть установлен на одном из медных цилиндров. Для этого необходимо разобрать цилиндр и вместо диска 3 с α -стаканчиками поставить запасной диск с β -калориметром. Смена калориметров занимает не более 5 мин.

Медный блок-цилиндр вместе с калориметром помещается в водонепроницаемую латунную коробку цилиндрической формы, диаметром несколько большим диаметра медного блока, так что между стенкой коробки и блоком имеется воздушный зазор около 15 мм. Верхний край латунной коробки снабжен фланцем, к которому с помощью трех болтов прижимается крышка, снабженная резиновой прокладкой. Благодаря этому вода из термостата не просачивается внутрь коробки. Через металлическую трубку, припаянную к крышке латунной коробки, про-

пущен экранированный шланг, в котором от калориметра к измерительной схеме идут восемь проводов: два — от термобатарей и два — от нагревательной катушки каждого из стаканчиков.

Заклученный в водонепроницаемую коробку калориметр погружается в водяной термостат, температура в котором поддерживается постоянной в пределах $\pm 0,02^\circ\text{C}$. Термостат представляет собой большую ванну, сделанную из листового луженого железа. Размеры ванны: $52 \times 32 \times 34$ см. Она окружена деревянным чехлом со стенками толщиной в 20 мм. Для лучшей теплоизоляции между стенками ванны и чехла проложен слой пенопласта.

Сверху термостатная ванна закрыта толстой текстолитовой плитой, на которой собирается все оборудование термостата. Снизу к ней крепятся две вертикальные мешалки, расположенные в двух углах ванны, контактный термометр, погруженный в жидкость в центре ванны, и четыре пары керамических нагревателей; сверху на плите установлены два моторчика к мешалкам, а также ряд клемм, через которые подводится питание к термостату.

Контактный термометр настроен на 23°C и позволяет поддерживать в ванне эту температуру в пределах $\pm 0,02^\circ\text{C}$. Через реле контактный термометр управляет системой нагревателей, расположенных вдоль каждой стенки термостата в два яруса с тем расчетом, чтобы равномерно обогревать верхние и нижние слои воды.

Размеры ванны позволяют одновременно поместить в термостат два калориметра. В текстолитовой плите ванны сделано два круглых выреза, закрываемых сверху прозрачными плексигласовыми крышками, через которые калориметры свободно опускают и вынимают из термостата. На дне ванны имеются две крестообразные подставки из текстолита, на которые устанавливаются латунные коробки с калориметрами; при этом вода окружает калориметры снизу и с боков.

В рабочем положении латунные коробки покрываются водой и сверху. Осуществляется это с помощью вспомогательного бачка, связанного с термостатной ванной как сообщающиеся сосуды. К боковой стенке станда установки прикреплена вертикальная стойка, по которой перемещается металлический бачок емкостью 4–5 л, связанный с термостатной ванной с помощью гибкого резинового шланга. Бачок подвешен на тросе, переброшенном через блок, и вращением рукоятки может перемещаться вверх и вниз по стойке. Когда бачок находится сверху, вода из него переливается в ванну и покрывает латунную коробку с калориметром сверху; если же опустить бачок вниз, то вода перейдет обратно и откроет верхнюю часть калориметра. После этого можно спокойно развинтить болты, прижимающие крышку латунной коробки, и снять ее. Затем снимается верхний диск медного блока и открывается доступ к стаканчику калориметра.

При таком способе загрузки калориметра тепловой режим выравнивающего медного блока и самого калориметра существенно не нарушается.

Теория статического калориметра

Принцип работы статического калориметра легко понять из следующего. Пусть имеется калориметр, состоящий из небольшого стаканчика, помещенного в полости медного блока. Термобатарея калориметра измеряет температуру стаканчика относительно медного блока. До начала измерения калориметрический стаканчик имеет температуру окружающей среды, т. е. медного блока, равную T_0 . После того как в ста-

канчик помещают источник постоянной тепловой мощности w , разность температур между ним и окружающей его оболочкой начинает постепенно увеличиваться.

Тепло, которое выделяет источник в калориметре, расходуется на нагревание стаканчика и частично передается окружающей среде. Уравнение теплового баланса для этого случая будет иметь вид:

$$w dt = c dT + S dq, \quad (2)$$

где c — теплоемкость,

S — поверхность калориметрического стаканчика.

Согласно ньютоновскому закону охлаждения количество тепла dq , отдаваемое единицей поверхности тела за время dt окружающей его среде, пропорционально разности температур тела и среды ($T - T_0$):

$$dq = a (T - T_0) dt, \quad (3)$$

где a — коэффициент теплоотдачи, устанавливаемый обычно из опыта.

Подставив в формулу (2) вместо dq его выражение, получаем

$$w dt = c dT + aS (T - T_0) dt. \quad (4)$$

Интегрирование этого уравнения дает следующий закон, согласно которому изменяется температура калориметра:

$$T - T_0 = \frac{w}{aS} \left(1 - e^{-\frac{aS}{c} t} \right). \quad (5)$$

При достаточно больших временах это выражение переходит в

$$T - T_0 = \frac{w}{aS}. \quad (6)$$

Таким образом, из приведенных выше соотношений следует, что: 1) разность температур между калориметрическим стаканчиком и окружающей его средой изменяется со временем по экспоненциальному закону; 2) при больших t наступает тепловое равновесие между калориметром и окружающей его средой; 3) измеряемая калориметром мощность w после наступления теплового равновесия однозначно определяется разностью температур между калориметром и средой и 4) $T - T_0$ при равновесии не зависит от теплоемкости системы калориметр + источник (т. е. можно измерять различные по своей массе источники).

Отсюда следует вывод, что, проградуировав калориметр, т. е. определив для некоторых значений w соответствующие разности температур ($T - T_0$), можно измерять тепловые эффекты от радиоактивных препаратов, измеряя соответствующие разности температур при установившемся тепловом равновесии.

Все сказанное выше справедливо и для двойного дифференциального калориметра, когда измеряется разность температур между двумя совершенно идентичными стаканчиками. Один из стаканчиков служит «нулевой точкой», его температура принимается за T_0 .

На практике были опробованы оба варианта использования калориметрической установки, как одиночного калориметра, так и дифференциального-двойного. Оказалось, что во втором случае температурные флуктуации окружающей среды сказываются на измерениях гораздо меньше, чем в случае одиночного калориметра, нуль гальванометра

в цепи термопар более устойчив. Поэтому настоящая установка практически использовалась только как дифференциальный двойной калориметр, несмотря на то, что чувствительность установки при этом получается несколько меньше (за счет увеличения общего сопротивления термобатарей двух стаканчиков, которые при этом в цепь гальванометра включаются навстречу друг другу).

Градуировка калориметров

Под градуировкой калориметра мы подразумеваем установление количественной зависимости между тепловым эффектом w , создаваемым в калориметре, и соответствующей разностью температур $T - T_0$, возникающей между калориметром и окружающей средой в результате действия источника.

Градуировка калориметров производилась с помощью специальных электрических нагревателей, тепловая мощность которых могла быть определена с хорошей точностью. Для каждого калориметра соответственно размерам его стаканчиков изготовлено по две одинаковых катушки, каждая из которых представляет собой стеклянный каркас, на который бифилярно намотана марганциновая проволока сопротивлением около 40 ом.

При градуировке в каждый стаканчик калориметра помещали нагревательную катушку для того, чтобы условия теплоотвода для обеих частей калориметра были одинаковы. Концы от нагревателей выведены через сделанные для этой цели небольшие отверстия в крышках стаканчиков. Затем одну из катушек подключали к цепи питания, состоящей из аккумуляторной батареи, образцовой катушки сопротивлением в 10 ом и двух реостатов, с помощью которых в цепи нагревателя устанавливалась определенная сила тока. Таким способом в калориметре создавался источник тепла постоянной мощности. Электрическая цепь нагревателя видна из принципиальной схемы электроизмерительной части установки, представленной на рис. 4.

Количество тепла, выделяемое нагревательной катушкой в 1 сек, можно определить с достаточной степенью точности, зная ее сопротивление и силу протекающего через нее тока. Обе эти величины измерялись с помощью потенциметрической схемы, состоящей из потенциметра типа ПН-4-1, гальванометра типа ГПЗ-2, нормального элемента, батареи питания и двух переключателей (рис. 4).

Измерив падение напряжения на нагревательной катушке и на образцовом сопротивлении, последовательно с ней включенном, можно найти силу тока в цепи и сопротивление нагревателя, после чего легко подсчитать мощность нагревательной катушки в ваттах:

$$w = PR.$$

Вторая интересующая нас величина, т. е. разность температур между стаканчиками калориметра, измерялась с помощью системы термопар из медь-константана. Э. д. с. термобатарей определялась при помощи чувствительного гальванометра. Очевидно, что сила тока в данной цепи, состоящей из гальванометра и термобатарей, пропорциональна э. д. с. термобатарей, а следовательно, разности температур между стаканчиками калориметра. Таким образом, измеряя отклонение гальванометра d , мы тем самым измеряем разность температур между стаканчиками в специальных единицах.

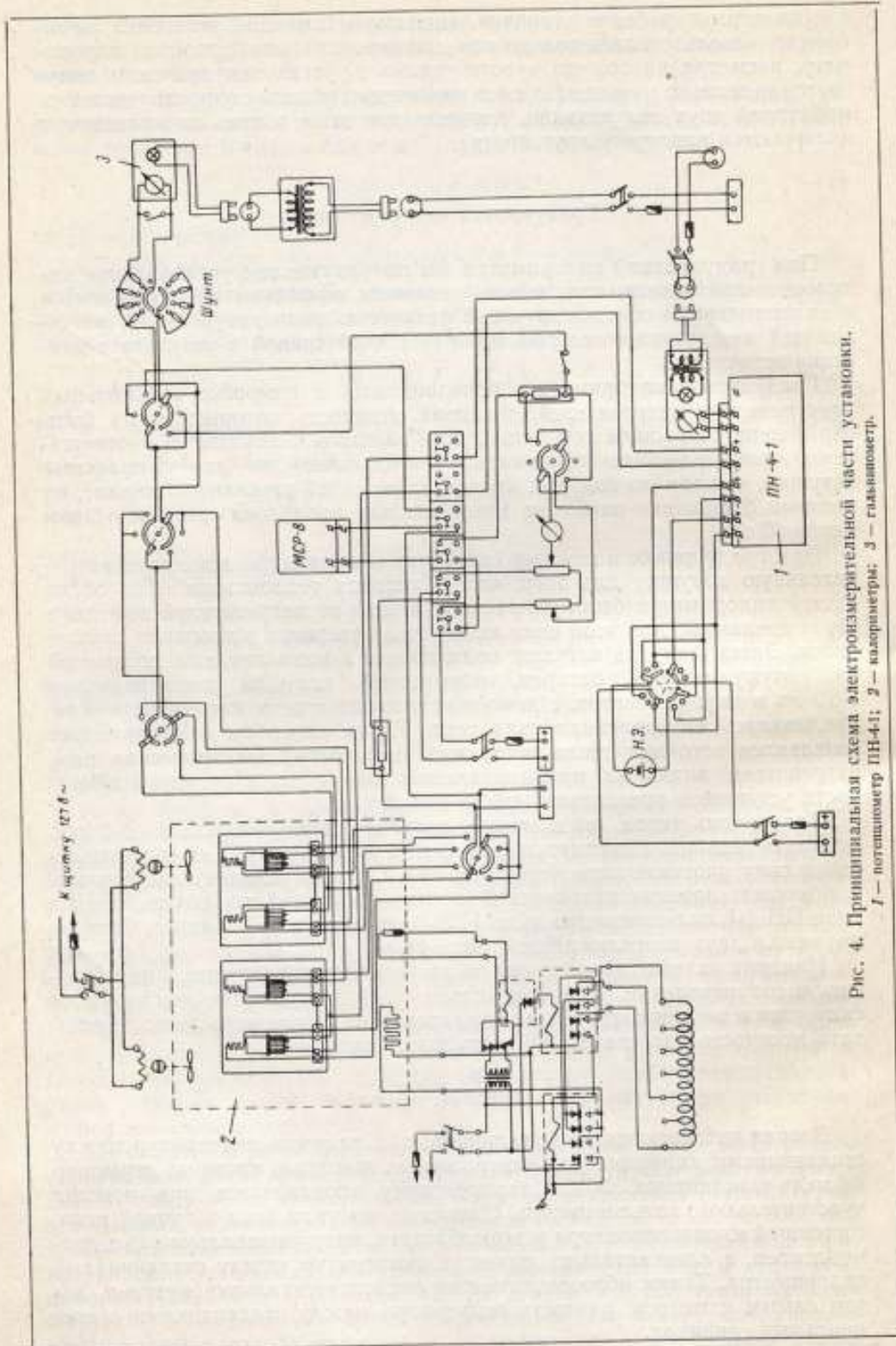


Рис. 4. Принципиальная схема электронизмерительной части установки.
 1 — ваттметр ПН-4-1; 2 — калориметр; 3 — гальванометр.

Измерение тока в цепи термопар производилось двумя гальванометрами типов М21/5 и ГПГ-2, характеристики которых приведены в табл. 2.

Таблица 2

Тип гальванометра	Сопротивление, ом		Чувствительность		Период колебания, сек.
	внутреннее	внешнее критическое	к току, 10^6 в/м.м/м	к напряжению, 10^6 в/м.м/м	
М21/5	22	730—53	1,6—4,8	1,2—0,36	15
ГПГ-2	108	1007—100	2,5—10	2,8—2,1	2

Использование столь различных по своим данным гальванометров объясняется их рабочими качествами. Гальванометр типа М21/5, благодаря малому внутреннему сопротивлению и большой чувствительности к току, позволяет измерять весьма малые тепловые эффекты, порядка 10^{-5} вт. Преимуществом же гальванометра типа ГПГ-2 является то, что он менее капризен в работе, поэтому при измерении мощностей более 10^{-4} вт лучше пользоваться этим прибором.

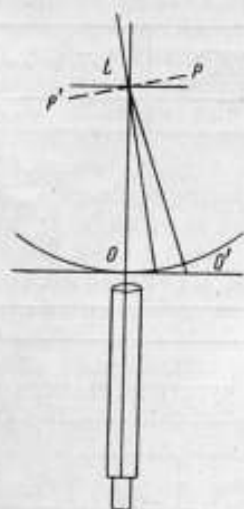


Рис. 5. Схема отсчета гальванометра.

P — зеркальце гальванометра; $O-O'$ — шкала; $OL = R$ — расстояние между зеркальцем и шкалой; P' — положение зеркальца при его отклонении.

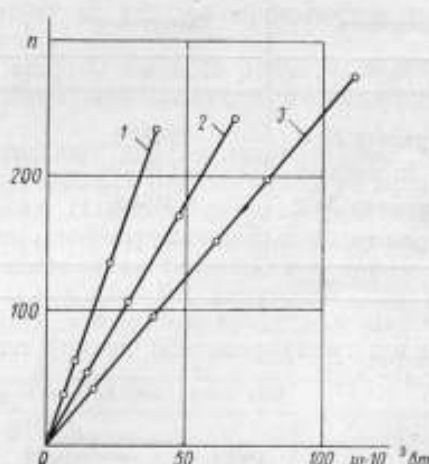


Рис. 6. Градуировочные кривые калориметров:

1 — α -калориметра № 1; 2 — β -калориметра; 3 — α -калориметра № 2.

Для того чтобы существенно расширить диапазон измеряемых мощностей, в цепи гальванометра предусмотрена система шунтов из проводочных сопротивлений, позволяющих уменьшать чувствительность включаемого гальванометра в 2, 4, 8 и 11 раз.

Гальванометр типа М21/5 установлен на кронштейне, укрепленном на капитальной стене, и снабжен шкалой в 1 м, помещенной на расстоянии 1480 мм от гальванометра. Так как гальванометр имеет достаточно большую прямолинейную шкалу, то при отклонениях больших 7+8 см, шкалу уже нельзя считать линейной (угол поворота зеркальца гальва-

нометра не будет пропорционален числу делений шкалы). Поэтому в измеренное отклонение следует вводить поправку на нелинейность шкалы, учитывая геометрию системы гальванометр — шкала (рис. 5). Правильное значение отклонения n гальванометра связано с измеренным значением n' формулой:

$$n = n' \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{n'}{R} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

Для каждого калориметра снималась градуировочная кривая, дающая зависимость отклонения гальванометра в цепи термометр от мощности нагревателя. Отсчет по гальванометру обычно производился после установления в калориметре теплового равновесия, достигаемого через 30–40 мин после включения нагревателя.

На рис. 6 и в табл. 3 приведены результаты градуировки α -калориметров № 1 и 2 и β -калориметра. Из градуировочных кривых следует, что с увеличением мощности нагревателя отклонение гальванометра растет линейно. Это значит, что разность температур между калориметром и окружающей его средой прямо пропорциональна мощности находящегося в нем источника.

Таблица 3

Калориметр	Гальванометр*	Чувствительность $j \cdot 10^4 \text{ мк/вт}$	$\Delta \bar{j} \cdot 10^4 \text{ мк/вт}$
1	2	3	4
α -калориметр № 1	M21/5	60,3	0,3
То же	ГПГ-2	6,56	0,03
α -калориметр № 2	M21/5	24,6	0,1
β -калориметр	То же	35,9	0,1

* Не зашунтирован.

Наклон градуировочной кривой определяет чувствительность калориметра j :

$$j = \frac{n}{w}. \quad (8)$$

Чувствительность калориметра практически не зависит от мощности измеряемого источника, т. е. $j = \text{const}$ в большом интервале мощностей.

Следует, однако, заметить, что при больших мощностях источника, порядка $(2-3) \cdot 10^{-2} \text{ вт}$, наблюдалось некоторое отступление от этой закономерности. В этой области мощностей чувствительность калориметров уменьшалась по сравнению со своим обычным значением на 1,5–2%. По-видимому, это можно объяснить тем, что в этих условиях существенное значение начинают приобретать конвекционные потери, которые связаны с температурой нелинейным образом.

Приведенные в 3-й графе табл. 3 значения чувствительности калориметров найдены как средние в результате 5–7 градуировочных измерений; в 4-й графе даны средние отклонения от этих значений.

Если известна чувствительность калориметра j , то, измерив разность температур n , обусловленную действием в калориметре какого-то препарата, легко подсчитать его тепловую мощность:

$$w = \frac{n}{j}. \quad (8a)$$

Энергия распада радия

Переход от измеренного при помощи калориметра количества тепла, выделяемого препаратом радия в 1 сек, к его абсолютной активности может быть произведен, если известно, какая энергия выделяется в среднем в одном акте распада ядра радия, т. е.

$$N_0 = \frac{w}{P_{\text{ра}}} \quad (1a)$$

В случае использования калориметров, в которых нет практически полного поглощения всех излучений препарата, кроме величины α , нужно также знать распределение энергии между различными видами излучений. Это необходимо для того, чтобы рассчитать, какая доля γ -излучения поглощается в калориметре.

При выяснении этих вопросов следует иметь в виду, что запаянные ампулы обычно содержат равновесные препараты радия, т. е. радий, находящийся в радиоактивном равновесии со всеми своими продуктами распада до RaC'' включительно. Так как периоды полураспада радиоактивных элементов, следующих за радием вплоть до RaD, во много раз меньше периода полураспада самого радия-элемента, то равновесие между радием и его короткоживущими производными достигается вскоре после запайки препарата (примерно через 30 дней). При радиоактивном равновесии число распадов ядер материнского вещества будет равно числу распадов, происходящих за тот же промежуток времени в каждом из его дочерних веществ.

Таким образом, при подсчете энергии распада радия α необходимо учитывать излучения всех короткоживущих продуктов распада радия до RaC'' включительно.

Ряд авторов производил тщательный анализ литературных данных с целью установления наиболее достоверных значений энергий всех видов излучений радия и его производных. Наиболее детально такой анализ выполнен в работе [1]. В результате рассмотрения большого числа экспериментальных работ ее автором составлена таблица, в которой приведены значения энергий и абсолютных выходов излучений всех радиоактивных производных радия до RaD. Эти данные представлены в табл. 4

Таблица 4

Элемент	Средняя энергия на один распад, кэв						
	α -частиц, ϵ_{α}	ядер отдачи, ϵ_{α}	β -электронов, ϵ_{β}	конверсионных электронов и рентг. лучей, $\epsilon_e + \epsilon_x$	γ -квантов, ϵ_{γ}	$\epsilon_{\alpha + \beta}$ *	$\epsilon_{(\alpha + \beta) + \gamma}$
Ra	4766	86	—	5,6	5,1	4857,6	4862,7
Rn	5482	100,6	—	—	—	5582,6	5582,6
RaA	5996	112	—	—	—	6108	6108
RaB	—	—	230	54,3	208	284,3	492,3
RaC	1,8	—	680	11,7	1572	693,5	2265,5
RaC' } RaC'' }	7683	146,3	—	—	—	7829,3	7829,3
	23929	445	910	71,6	1785	25355	27140

* $\epsilon_{\alpha + \beta} = \epsilon_{\alpha} + \epsilon_{\beta} + \epsilon_e + \epsilon_x$.



с небольшими уточнениями, сделанными нами на основании последних работ по измерению γ -спектра радия [4].

В предпоследней графе табл. 4 для каждого элемента ряда радия даны средние энергии на один акт распада всех легко поглощаемых излучений; в последней графе приведены полные энергии распада.

На основании этих данных нами подсчитан тепловой эффект q 1 *мкюри* равновесного препарата радия. Если учитывать энергии только легко поглощаемых излучений, поглощение которых имеет место в тонкостенном α -калориметре, то эта величина составит

$$q_{(\alpha+\beta)} = 150,3 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри Ra,}$$

или, как принято в литературе,*

$$q_{(\alpha+\beta)} = 129,2 \text{ кал/ч} \cdot \text{кюри Ra.}$$

Полный тепловой эффект радия, т. е. с учетом проникающего γ -излучения, равен

$$q_{(\alpha+\beta+\gamma)} = 160,9 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри Ra,}$$

или

$$q_{(\alpha+\beta+\gamma)} = 138,3 \text{ кал/ч} \cdot \text{кюри Ra.}$$

Погрешность, с которой значение $q_{(\alpha+\beta)}$ может считаться правильным, по нашему мнению, не превышает $\pm 0,4\%$. Действительно, значения энергий α -частиц, на долю которых приходится примерно 90% полной энергии распада, для всех продуктов распада радия определены с погрешностью порядка $\pm 0,1\%$. Погрешность в определении средних энергий β -спектров и конверсионных электронов значительно больше. Вероятно, она не менее $6 \div 7\%$, но так как в общем энергетическом балансе на долю этих излучений приходится всего 4% всей энергии распада, то погрешность из-за неточного знания этих величин не превышает $0,25 \div 0,3\%$.

Что касается теплового эффекта, производимого всем γ -излучением равновесного препарата радия, то он известен менее точно. Погрешность его может быть оценена в $\sim 10\%$. Это объясняется тем, что сведения о γ -спектре радия не являются полными, а данные об абсолютных интенсивностях отдельных γ -линий нельзя считать достоверными.

Таким образом, погрешность, обусловленная неточным знанием суммарной энергии γ -излучения, составляющего примерно 6,5% полной энергии распада, равна 0,7%, и, следовательно, полный тепловой эффект радия $q_{(\alpha+\beta+\gamma)}$ можно считать известным с погрешностью не менее $\pm 1\%$.

В описываемой установке используются только тонкостенные α -калориметры (0,15 мм меди), через стенки которых γ -излучение практически проходит полностью. Поэтому при измерении абсолютной активности радиевых препаратов достаточно знать тепловой эффект от легко поглощаемых излучений $q_{(\alpha+\beta)}$. Небольшое поглощение γ -излучения в самом препарате и в стенках калориметра может быть оценено и играет роль незначительной поправки, не влияющей на точность измерений.

Приведенное выше значение теплового эффекта равновесного препарата радия учитывает лишь излучения короткоживущих производных

* При этом 1 кал принималась равной 4,1868 абс. дж.

радия, равновесие с которыми достигается уже через месяц после запайки препарата. Однако в дальнейшем это значение будет постепенно увеличиваться за счет накопления в ампуле последующих производных радия — RaD, RaE и, главным образом, за счет накопления полония (RaF). Так, увеличение теплового эффекта радия, находящегося в равновесии с RaD, только из-за полония, при распаде которого испускаются α -частицы с энергией 5,298 Мэв, составляет более 21 %.

Поэтому при калориметрических измерениях радия всегда необходимо знать точно возраст препарата, т. е. дату его запайки, с тем, чтобы иметь возможность ввести поправку, связанную с накоплением в препарате RaD, RaE и Po²¹⁰.

Используя известные формулы радиоактивного равновесия для двух и трех веществ [5], можно подсчитать накопление указанных производных радия для любого момента времени t , прошедшего со дня запайки препарата. Для этого необходимо знать лишь постоянные распада Ra, RaD, RaE и Po. Так, в препарате радия активностью в 1 кюри число распадающихся ядер RaD и Po в зависимости от времени t будет

$$A_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} [1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}] \text{ кюри RaD/кюри Ra} \quad (9)$$

и

$$A_3(t) = \lambda_2 \lambda_3 \left[\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-(\lambda_3 - \lambda_1)t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right] \text{ кюри Po/кюри Ra}, \quad (10)$$

где λ_1 , λ_2 и λ_3 — постоянные распада Ra, RaD и Po.

Далее, сосчитав на основании известных энергий распада значения тепловых эффектов трех интересующих нас производных радия, находим добавку к основному тепловому эффекту радия

$$\Delta q_{(\alpha + \beta)}(t) = A_2(t) [q_{\text{RaD}} + q_{\text{RaE}}] + A_3(t) q_{\text{Po}}. \quad (11)$$

Так как период полураспада RaE весьма невелик и много меньше периода полураспада RaD, то можно считать, что распад ядра RaE следует сразу же за распадом RaD, т. е. их абсолютные активности практически одинаковы.

При определении численных значений $\Delta q_{(\alpha + \beta)}$ принималось:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 0,000436 \text{ год}^{-1}, & T_{\text{Ra}} &= 1590 \text{ лет,} \\ \lambda_2 &= 0,03151 \text{ год}^{-1}, & T_{\text{RaD}} &= 22 \text{ года,} \\ \lambda_3 &= 1,82935 \text{ год}^{-1}, & T_{\text{Po}} &= 138,4 \text{ дня,} \\ & & T_{\text{RaE}} &= 5,02 \text{ дня,} \end{aligned}$$

$$q_{\text{RaD}} = 0,18 \text{ кал/ч} \cdot \text{кюри RaD,}$$

$$q_{\text{RaE}} = 1,66 \text{ кал/ч} \cdot \text{кюри RaE,}$$

$$q_{\text{Po}} = 27,54 \text{ кал/ч} \cdot \text{кюри Po.}$$

После подстановки в соотношение (11) приведенных выше численных значений получаем окончательную формулу, по которой определяется поправка на нарастание теплового эффекта радия:

$$\Delta q_{(\alpha + \beta)}(t) = 1,866 (1 - e^{-0,03107 t}) - 27,93 [1 - 1,0173 e^{-0,03107 t} + 0,0173 e^{-1,829 t}] \text{ кал/ч} \cdot \text{кюри Ra}. \quad (12)$$

Найденная таким образом поправка $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$ прибавляется к основному тепловому эффекту $q_{(\alpha+\beta)}$.

В последней графе табл. 5 даны подсчитанные по формуле (12) эти поправки для препаратов радия различных возрастов.

Таблица 5

Возраст препарата t , годы	Накопленная активность RaD, кюри/мкюри Ra	Тепловой эффект RaD + RaE, $q \cdot 10^6$ ат/мкюри Ra	Накопленная активность Po ²¹⁰ , кюри/мкюри Ra	Тепловой эффект Po ²¹⁰ , $q \cdot 10^6$ ат/мкюри Ra	$\Delta q_{(\alpha+\beta)} \cdot 10^6$ ат/мкюри Ra
1	0,0310	0,066	0,0168	0,540	0,606
2	0,0611	0,130	0,0451	1,444	1,575
3	0,1004	0,215	0,0847	2,712	2,927
4	0,1185	0,253	0,1031	3,302	3,555
5	0,1460	0,312	0,131	4,192	4,504
7	0,198	0,424	0,184	5,900	6,324
10	0,271	0,579	0,258	8,267	8,846
13	0,337	0,721	0,325	10,42	11,14
16	0,397	0,850	0,387	12,39	13,24
20	0,469	1,005	0,460	14,74	15,74
25	0,548	1,172	0,540	17,29	18,46
30	0,615	1,315	0,608	19,48	20,79
35	0,672	1,438	0,666	21,35	22,79
40	0,721	1,543	0,717	22,95	24,49
50	0,780	1,711	0,796	25,50	27,21
60	0,857	1,833	0,854	27,37	29,20
80	0,930	1,990	0,928	29,72	31,71
100	0,969	2,074	0,968	31,00	33,08

Там же приведены данные по накоплению активности RaD и Po²¹⁰. Все расчеты отнесены к препарату радия активностью в 1 кюри.

Как видно из таблицы, основной вклад в величину $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$ вносит тепловой эффект полония, а тепловыделение RaD и RaE вместе взятых не превышает 10%. Поэтому в литературе поправку $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$ часто называют „поправкой на накопление полония“, а в некоторых случаях для простоты тепловым эффектом RaD + RaE даже пренебрегают.

Следует отметить, что $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$ для препаратов, возраст которых 25÷30 лет, составляет заметную добавку к основному тепловому эффекту (12÷14%), поэтому для оценки общей точности измерений важно знать погрешность, с которой эта величина вычисляется. Рассмотрение соотношений (9) — (11), определяющих значение $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$, показывает, что ее погрешность зависит от точности, с которой известны: 1) тепловые эффекты от 1 мкюри RaD, RaE и, главным образом, Po²¹⁰; 2) постоянные распада Ra, RaD и Po.

При вычислении q_{Po} энергия α -частиц полония принималась равной 5,298 Мэв, что справедливо с точностью до $\pm 0,1\%$. RaE — чистый β -излучатель, верхняя граница его спектра 1,17 Мэв. При вычислении q_{RaE} использовалось экспериментально определенное калориметрическим способом значение средней энергии β -частиц, равное 330 кэв [6]. Эту цифру следует считать верной в пределах $\pm 5\%$. Тепловой эффект RaD может быть подсчитан достаточно хорошо ($\pm 2\%$), так как его β - и γ -излучения определены надежно [7], к тому же значение q_{RaD} весьма мало.

Что же касается постоянных распада, то о них можно сказать следующее. Период полураспада радия определялся много раз на протяжении около 40 лет, в результате чего были получены значения, лежащие в интервале от 1572 до 1620 лет [8]. В настоящее время наиболее достоверным значением считают $T_{\text{Ra}} = 1590 \pm 16$ лет и соответственно постоянной распада радия $\lambda_1 = 0,000436 \pm 0,000004 \text{ год}^{-1}$. Период полураспада полония известен достаточно точно: $T_{\text{Po}} = 138,4 \pm 0,1$ дня [8] и соответственно $\lambda_2 = 1,8293 \text{ год}^{-1}$. Гораздо хуже обстоит с периодом полураспада RaD. Общепринятое значение $T_{\text{RaD}} = 22$ года можно считать установленным с погрешностью не менее $\pm 10\%$, отсюда $\lambda_3 = 0,0315 \pm 0,0031 \text{ год}^{-1}$. Тем не менее это обстоятельство существенно не портит дело, так как в соотношения (9) и (10) λ_2 входят в числитель и в знаменатель (как разность с малым членом) и фактически взаимно исключают друг друга (например, $\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$, причем $\lambda_1 \ll \lambda_2$).

Используя приведенные выше данные, мы подсчитали среднюю квадратичную погрешность $\Delta q_{(\alpha + \beta)}$ для препарата радия, возраст которого равен 30 годам. Она оказалась равной $\pm 1\%$. Для более молодых препаратов эта погрешность будет гораздо меньше.

Таким образом, теперь можно оценить общую погрешность теплового эффекта от всего легко поглощаемого излучения радия и его производных

$$q_{\text{полн}} = q_{(\alpha + \beta)} + \Delta q_{(\alpha + \beta)}. \quad (13)$$

Так как поправка на накопление полония $\Delta q_{(\alpha + \beta)}$ является сравнительно небольшим добавлением к основному тепловому эффекту $q_{(\alpha + \beta)}$, то погрешность $q_{\text{полн}}$ мало отличается от погрешности величины $q_{(\alpha + \beta)}$, т. е.

$$\Delta q_{\text{полн}} = 0,4 \div 0,5\%.$$

Измерение абсолютной активности препаратов радия

Абсолютная активность A_0 препарата радия, как уже указывалось раньше, определяется формулой

$$A_0 = \frac{w}{q_{\text{полн}}} = \frac{n}{Jq_{\text{полн}}}. \quad (16)$$

Из этого соотношения легко оценить погрешность, с которой α -калориметр позволяет измерять активность препарата. Согласно закону накопления погрешностей средняя квадратичная погрешность A_0

будет определяться: 1) погрешностью, с которой установлен полный тепловой эффект, производимый 1 *мюри* радия; 2) погрешностью измерения отклонения гальванометра n и 3) погрешностью, с которой выполнена градуировка калориметра, т. е.

$$\Delta A_0 = \sqrt{\Delta q_{\text{полн}}^2 + \Delta n^2 + \Delta j^2}. \quad (14)$$

Значение теплового эффекта 1 *мюри* радия, как указывалось в предыдущем разделе, установлена с погрешностью не более $\pm 0,5\%$, т. е. $\Delta q_{\text{полн}} = \pm 0,5\%$.

Погрешность измерения отклонения гальванометра Δn зависит от многих факторов: она определяется ценой деления шкалы гальванометра, стабильностью теплового режима калориметра, влиянием паразитных токов на цепь термпар и т. п. Совокупное действие всех этих факторов лучше всего оценить, наблюдая разброс значений n при повторных измерениях одного и того же препарата. Анализируя ряды показаний гальванометра при повторных измерениях препаратов, мы нашли, что относительная погрешность n не превышает $0,2 \div 0,3\%$.

Что же касается значения j , то для установления ее погрешности необходимо произвести отдельный анализ. Объясняется это тем, что градуировка калориметра, по сути дела, является самостоятельным измерением, в котором определяется отклонение гальванометра n' и мощность электронагревателя w'

$$j = \frac{n'}{w'} = \frac{n'}{I^2 R}.$$

Для определения мощности электронагревателя мы измеряли его сопротивление и силу протекающего через него тока. Потенциометрическая схема обеспечивала измерение I и R с погрешностью не более $\pm 0,2\%$. Погрешность отклонения гальванометра n' , как указывалось выше, составляла $\pm 0,2 \div 0,3\%$. Отсюда

$$\Delta j = \sqrt{\Delta n'^2 + 2\Delta I^2 + \Delta R^2} = 0,5\%.$$

Эта цифра находится в согласии с экспериментальными данными: средний разброс значений j от среднего арифметического \bar{j} для серии из 5-7 градуированных измерений не превышал $0,5\%$ (см. табл. 3).

Подставив полученные данные в формулу (14), мы нашли, что $\Delta A_0 \approx 0,8\%$.

Таким образом, следует ожидать, что абсолютная активность препаратов радия при измерениях на α -калориметре может быть получена с погрешностью порядка $\pm 0,8 \div 1,0\%$.

Для проверки правильности работы α -калориметров была произведена серия контрольных измерений активности ряда препаратов радия. Для этой цели были использованы имеющиеся в лаборатории два рабочих эталона радия, содержание радия в которых известно из их паспортов, а также по измерениям на эталонной ионизационной камере.

По своим размерам оба рабочих эталона радия ($d_{\text{шар}} = 3,5$ мм, $l = 30$ мм) соответствовали стаканчикам α -калориметра № 1; но эти же препараты пришлось использовать для проверки α -калориметра № 2, так как в то время в нашем распоряжении не было хорошо измеренных препаратов больших размеров.

Результаты этих измерений представлены в табл. 6. Оба препарата измерены на каждом α -калориметре по 4 ÷ 5 раз. Полученные в результате этого средние значения активности \bar{A}_0 приведены в табл. 6, где указан также экспериментально наблюдаемый разброс значений A_0 .

Таблица 6

Препарат	Содержание радия по ионизационным данным, мг	Данные калориметра № 1			Данные калориметра № 2		
		активность \bar{A}_0 , мкюри	$(\bar{A}_0 - A_0)_{\text{ср}}$, мкюри	содержание радия, мг	активность \bar{A}_0 , мкюри	$(\bar{A}_0 - A_0)_{\text{ср}}$, мкюри	содержание радия, мг
Рабочий эталон ВНИИМ № 1	$19,17 \pm 0,04$	19,30	0,13	19,40	19,27	0,11	19,37
То же, № 2	$5,53 \pm 0,01$	5,50	-0,03	5,53	5,54	0,04	5,57

При переходе от измеренной калориметром тепловой мощности эталонов к их активности $q_{\text{полн}}$ принималось равным

$$q_{\text{полн}}^{\text{№ 1}} = 173,7 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри},$$

из них $q_{(\alpha + \beta)} = 150,3 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри}$, $\Delta q_{(\alpha + \beta)} = 22,9 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри}$. (Рабочие эталоны радия были запаяны в ноябре 1923 г., так что их возраст на апрель 1959 г., когда проводились измерения, равнялся 35,5 года.) Кроме того, следует всегда иметь в виду возможную добавку Δq_{γ} к этому некоторого количества тепла за счет поглощения γ -излучения радия, определяемую количеством соли радия, толщиной стенки стеклянной ампулы, толщиной стенки калориметрического стаканчика и т. п. Рассчитать сколь-нибудь точно Δq_{γ} не представляется возможным. К счастью, в этом нет необходимости, так как в большинстве случаев эта поправка весьма мала и дает незначительный вклад в общий тепловой эффект. Поэтому достаточно оценить Δq_{γ} приближенно.

Выполненная нами оценка Δq_{γ} дала следующие значения: для рабочего эталона № 1 $\Delta q_{\gamma}^1 = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри}$; для рабочего эталона № 2 $\Delta q_{\gamma}^2 = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри}$ (количество соли в этом препарате в 3 раза меньше, чем в первом). В соответствии с этим тепловой эффект рабочего эталона № 2 несколько отличается от первого:

$$q_{\text{полн}}^{\text{№ 2}} = 173,5 \cdot 10^{-6} \text{ вт/мкюри}.$$

Как видно из табл. 6, данные калориметрических измерений в миллиграммах на 0,8 ÷ 1,2% больше ионизационных данных, в то время как абсолютная активность в милликюри в пределах $\pm 0,6 \div 0,7\%$ совпадает с ними.

Во 2-й графе табл. 6 приведено содержание радия в рабочих эталонах согласно ионизационным измерениям, полученным в результате ежегодного сличения рабочих эталонов с государственными эталонами радия СССР. Точность этих данных не менее $\pm 0,3\%$.

Для того чтобы результаты калориметрических измерений можно было сравнивать с ионизационными, полученные нами значения активности в милликюри переведены в миллиграммы; при этом полагалось, что в 1 г радия происходит $3,68 \cdot 10^{10} \text{ расп/сек}$ ($Z = 3,68 \cdot 10^{10} \text{ расп/сек} \cdot \text{гРа}$).

Хотя полученные результаты находятся в полном согласии с расчетными погрешностями измерений (погрешность абсолютных калориметрических измерений, как показал приведенный выше анализ погрешностей, $\pm 0,8 \div 1,0\%$, а если учесть также погрешность ионизационных данных $\pm 0,3\%$, то имеющееся расхождение уложится в эти пределы), все же тот факт, что данные калориметрических измерений в большинстве случаев несколько выше ионизационных, заставляет задуматься над этим вопросом. Всестороннее обсуждение его привело к двойному объяснению полученных результатов.

1. То, что значения абсолютной активности в милликюри в пределах точности калориметрических измерений совпадают с ионизационными данными в миллиграммах, заставляет предполагать, что принятое в настоящий момент для радия значение Z , равное $3,68 \cdot 10^{10}$ *расн/сек*, не является правильным.

Исходя из калориметрических измерений, можно ожидать, что оно несколько больше или, по крайней мере, равно $3,7 \cdot 10^{10}$ *расн/сек*. Если это так, тогда активность препаратов радия в милликюри и в миллиграммах должна точно совпадать.

2. Если же дело не в значении Z , тогда остается предположить наличие в абсолютных калориметрических измерениях какой-то небольшой систематической погрешности.

Из формулы (1 б), определяющей измеренную калориметром активность препарата, видно, что эта систематическая погрешность может входить либо в значение чувствительности калориметра j , либо в значение теплового эффекта радия $q_{\text{полн}}$.

Что касается последней величины, то она, как показал детальный анализ (см. стр. 21), может быть подсчитана довольно точно (0,5%).

Следует также указать, что принятое нами значение для $q_{\text{полн}}$ находится в хорошем согласии с данными других авторов [1,2]. Рассмотрение же методики градуировки α -калориметров дает основание предполагать, что получаемые из градуировки значения j , возможно, являются несколько заниженными.

Действительно, условия отвода тепла при градуировке калориметра и в случае измерения в нем препарата несколько различны. Так, при градуировке в стаканчики калориметра вкладывают нагревательные катушечки, концы которых выводят через крышки стаканчиков. В этом случае должен иметь место дополнительный отвод тепла по металлическим проволочкам, которого нет при измерении препаратов. Благодаря этому равновесие между нагревателем данной мощности и калориметром может наступать при более низкой разности температур между калориметром и окружающей средой.

Конечно, трудно сказать, может ли это обстоятельство заметным образом влиять на чувствительность калориметра, так как тепловые потери через поверхность стаканчика и по термопарам, с одной стороны, гораздо больше отвода тепла по тонким проводам нагревательной катушки — с другой.

Тем не менее мы решили устранить существующее различие. С этой целью имеющиеся калориметрические стаканчики будут заменены новыми, в которых нагревательные катушки будут стоять постоянно. Намотанная на тонкостенную металлическую трубку нагревательная катушка будет прикреплена к внутренним стенкам стаканчика. Благодаря этому условия градуировки калориметра и измерения препаратов станут идентичными.

Новые стаканчики сейчас находятся в стадии изготовления. С вступлением их в работу можно будет решить, какое из сказанных выше предположений является верным.

Несмотря на то, что результаты контрольных измерений по тем или иным причинам смещены по отношению к ионизационным данным, наблюдающееся расхождение не выходит за рамки погрешности абсолютных измерений, равной $\pm 0,8 \div 1,0\%$. Поэтому α -калориметрическая установка уже в настоящем ее виде может быть с успехом использована для измерения различных препаратов радия и в первую очередь тех препаратов, которые из-за большого самопоглощения γ -излучения трудно измерить с помощью ионизационной камеры. Такой случай имел место при градуировке набора рабочих эталонов радия.

В 1959 г. во ВНИИМ производилось эталонирование набора новых рабочих эталонов радия,* которые должны заменить старые рабочие эталоны. Эталонирование производилось путем сравнения новых рабочих эталонов с государственными эталонами радия на установке с ионизационной камерой. В новый набор, состоящий из 12 препаратов разной активности, входят 4 препарата большой активности: 2 препарата с номинальным содержанием радия в 100 мг и 2 препарата — в 200 мг.

Так как содержание радия в государственных эталонах № XI и X гораздо меньше, чем в указанных препаратах, то можно было ожидать,

Таблица 7

Препарат	Результаты калориметрических измерений				Ионизационные данные: содержание радия, мг	
	мощность, $\text{ш} \cdot 10^6 \text{вт}$	абсолютная активность N , $\mu\text{кюри}$	содержание радия A , мг	$ \bar{A} - A $, мг	измеренное	исправленное на самопоглощение
1	2	3	4	5	6	7
№ 7	30,49	200,7	201,8	0,0		
	30,27	199,3	200,4	1,4		
	30,71	202,2	203,3	1,5		
	Среднее . . .	200,7	201,8	1,0	198,0	201,1
№ 8	30,34	199,8	200,9	0,2		
	30,22	198,9	200,0	0,7		
	30,41	200,2	201,3	0,6		
	Среднее . . .	199,6	200,7	0,5	196,1	199,2
№ 9	14,81	97,50	98,03	0,15		
	14,67	96,58	97,10	0,78		
	14,88	97,98	98,51	0,63		
	Среднее . . .	97,35	97,88	0,52	96,7	97,8
№ 10	13,87	91,32	91,81	0,02		
	13,80	90,82	91,31	0,52		
	13,96	91,88	92,38	0,55		
	Среднее . . .	91,34	91,83	0,36	90,6	91,5

*См. статью настоящего сборника на стр. 81.

что результаты ионизационных измерений будут иметь систематическую погрешность, вызванную различием в величине самопоглощения γ -излучения в соли радия. Кроме того оказалось, что толщина стенки стеклянных ампул новых рабочих эталонов гораздо больше толщины стенки ампул государственных эталонов (0,5 мм и 0,27 мм). Это обстоятельство еще больше увеличивает разницу в величине самопоглощения сравниваемых препаратов.

Поэтому четыре больших препарата из набора рабочих эталонов радия были измерены абсолютным методом на α -калориметрической установке, для которой различие в самопоглощении γ -лучей не имеет существенного значения. Результаты этих измерений представлены в табл. 7.

В 3-й графе таблицы приведена измеренная калориметром абсолютная активность рабочих эталонов, в 4-й — те же данные в миллиграммах, при этом $Z = 3,68 \cdot 10^{10}$ расч/сек \cdot ϵ Ra. В 6-й и 7-й графах для сравнения приводятся результаты ионизационных измерений: содержание радия, непосредственно измеренное, и те же данные после введения поправки на самопоглощение.

Сопоставление результатов калориметрических и исправленных ионизационных измерений показывает, что они согласуются между собой в пределах $0,3 \div 0,5\%$.

Относительные измерения препаратов радия

Предположение, что градуировка калориметра с помощью вкладываемого нагревателя может вносить какую-то систематическую ошибку в значение j , привело нас к мысли о целесообразности градуировки прибора с помощью образцового препарата радия, активность которого хорошо известна. Так, например, измерив калориметром общий тепловой эффект, производимый таким препаратом, и зная, какое количество радия в миллиграммах он содержит, можно найти некую постоянную прибора — отклонение гальванометра от 1 мг радия. Затем, пользуясь этой величиной, легко определить содержание радия в любом другом препарате радия, измерив его в тех же условиях.

Из сказанного ясно, что градуировка по образцовым препаратам радия фактически приобретает смысл относительных измерений. В этом случае весьма важным является то, что мощность измеряемого источника и соответствующее отклонение гальванометра связаны между собой линейно.

Найдем соотношение, которое определяет активность препарата при относительных измерениях.

Предположим, что с помощью α -калориметра произведено сравнение неизвестного препарата радия с эталоном радия. При измерении эталона разность температур между стаканчиками, измеренная в делениях шкалы гальванометра, оказалась равной n' ; та же величина для неизвестного препарата, измеренного в тех же условиях, равна n'' .

Общий тепловой эффект ω' , производимый эталоном в калориметре в 1 сек, связан с количеством радия в нем соотношением

$$\omega' = \frac{n'}{j} = A' (q_{(\alpha+\beta)} + \Delta q_{(\alpha+\beta)} + \Delta q_{\gamma}) = A' q_{(\alpha+\beta)} \left(1 + \frac{\Delta q_{(\alpha+\beta)} + \Delta q_{\gamma}}{q_{(\alpha+\beta)}} \right).$$

Аналогичное соотношение можно написать и для неизвестного препарата радия:

$$\omega'' = \frac{n''}{j} = A' q_{(\alpha+\beta)} \left(1 + \frac{\Delta q_{(\alpha+\beta)} + \Delta q_{\gamma}}{q_{(\alpha+\beta)}} \right).$$

Разделив одно соотношение на другое и произведя необходимые сокращения, получаем выражение, по которому определяется содержание радия в неизвестном препарате:

$$A^* = A \cdot \frac{n^*}{n} \left[\frac{1 + \frac{\Delta q_{(\alpha+\beta)} + \Delta q_{\gamma}}{q_{(\alpha+\beta)}}}{1 + \frac{\Delta q_{(\alpha+\beta)} + \Delta q_{\gamma}}{q_{(\alpha+\beta)}}}} \right] \quad (15)$$

Рассмотрение соотношения (15) выявляет ряд ценных преимуществ методики относительных измерений: 1) отпадает надобность в градуировке калориметра в абсолютных ваттах; 2) нет необходимости точно знать тепловой эффект $q_{(\alpha+\beta)}$, т. е. исключаются две основные величины: f и $q_{(\alpha+\beta)}$, которые при абсолютных измерениях являются источником основных погрешностей. Правда, $q_{(\alpha+\beta)}$ входит в соотношение (15) в поправочный член, определяющий накопление полония в препарате. Однако это слагаемое гораздо меньше единицы, так что погрешность в значении $q_{(\alpha+\beta)}$ практически не влияет на результат.

Весьма существенно также то, что $q_{(\alpha+\beta)}$ входит в формулу (15) как отношение $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$ к $q_{(\alpha+\beta)}$. В этом случае абсолютно безразлично, вычислять ли отношение $\Delta q_{(\alpha+\beta)}/q_{(\alpha+\beta)}$ в расчете [на один акт распада, на 1 мкюри или на 1 мг радия, в любом случае результат будет один и тот же. Поэтому, определяя содержание радия в миллиграммах, можно в то же время подставлять в формулу (15) значения $q_{(\alpha+\beta)}$ и $\Delta q_{(\alpha+\beta)}$, рассчитанные для 1 мкюри.

Достоинством методики относительных измерений является также то, что условия измерения сравниваемых препаратов совершенно идентичны. Благодаря этому должны исключаться возможные систематические ошибки калориметра.

Исходя из всего сказанного выше, можно ожидать, что при относительных измерениях препаратов радия на α -калориметре точность результатов существенно повысится. Первые же сравнения, выполненные на установке, подтвердили это.

Прежде всего мы провели сравнение между собой двух государственных эталонов радия СССР № X и XI. Благодаря тому, что оба эталона были запаяны в одно и то же время, поправки на накопление полония и на распад у них одинаковы, и тогда, согласно соотношению (15), отношение содержаний радия в них должно равняться отношению показаний измерений, т. е.

$$\frac{A_X}{A_{XI}} = \frac{n_X}{n_{XI}}, \text{ но } \frac{A_X}{A_{XI}} = \frac{29,75 \text{ мкг}}{14,45 \text{ мкг}} = 2,058.$$

Так как содержание радия в эталонах известно с точностью до $\pm 0,2\%$, то цифра 2,058 может считаться верной в пределах $\pm 0,3\%$.

Полученные в результате сличений отношения $\frac{n_X}{n_{XI}}$ были равны: 2,060; 2,069; 2,057; 2,058; 2,061, т. е. даже максимальное отклонение от сертификатных данных не превышало 0,5%. Это говорит о том, что сравнение препаратов радия с помощью α -калориметра производится с хорошей точностью.

Следует заметить, что отношение $\frac{n_x}{n_{x1}}$, найденное из эксперимента, может служить критерием того, насколько надежно работает калориметр в данном случае.

Выгодным отличием калориметрических относительных измерений от ионизационных является то, что, как об этом подробно говорилось на стр. 6, на точность первых практически не сказывается величина самопоглощения γ -излучения в препарате. Благодаря этому один и тот же эталон радия с одинаковым успехом может быть использован для измерения больших и малых по активности препаратов, независимо от их формы, упаковки и количества соли радия.

С помощью α -калориметра нами было проведено несколько серий взаимных сличений ряда препаратов радия. В измерениях участвовали государственные эталоны радия СССР № X и XI, образцовый препарат ГДР, присланный к нам для проверки, и вторичный международный эталон радия № 5427, который в скором будущем должен стать государственным эталоном радия СССР вместо устаревших эталонов № X и XI. Так как содержание радия в трех из четырех перечисленных препаратов радия известно довольно точно из других данных, подобные сличения могли служить хорошей проверкой всей методики калориметрических измерений.

В табл. 8 приведены данные о величине, размерах и датах запайки препаратов, участвовавших в сличениях, на основании которых можно найти поправки на накопление полония и оценить величину поглощения γ -излучения Δq_γ . Приведенные в предпоследнем столбце таблицы содержания радия в препаратах в момент запайки, взяты нами из их сертификатов. Эти данные получены путем прямого взвешивания соли радия; погрешность, с которой они определены, не более $\pm 0,2\%$. Содержание радия в настоящий момент найдено введением в сертификатные данные поправки на распад, считая $T_{Ra} = 1590$ лет.

Таблица 8

Препарат	Размеры ампулы, мм			Содержание $RaCl_2$, мг	Дата запайки	Содержание радия по паспорту, мг	
	диаметр	длина	толщина стенки			в момент запайки	на 1/1 1960 г.
Эталон: государственный № XI	3,2	28	0,27	18,98	4/VII 1927 г.	14,45	14,25
то же, № X	3,5	29	0,27	39,07	—	29,75	29,32
Международный № 5427	3,54	40	0,27	27,96	2/VI 1934 г.	21,28	21,04
Препарат ГДР	3,5	47	0,2 + 0,2 монеля	—	XI 1954 г.	Неизвестно	Неизвестно

В табл. 9 и 10 приведены результаты двух наиболее интересных серий сличения указанных препаратов радия. Так как все измерения данной серии проводились в один день, условия измерений в каждой серии были одинаковыми. После окончания сличений в ряде серий производилась градуировка калориметра в абсолютных ваттах. Это давало возможность одни и те же измерения интерпретировать как относительные и как абсолютные.

В графе 4—6-й табл. 9 приведены измеренные значения A для всех препаратов, найденные по соотношению (15) относительно каждого из

двух эталонов радия СССР. Так как эталон № XI в этой серии был измерен дважды, то расчет A для всех остальных препаратов производился отдельно относительно каждого из этих измерений (графы 4-я

Таблица 9

№ измерения	Препарат	Отклонение гальванометра, м.м	Содержание радия (мг) в препарате относительно			Абсолютные измерения	
			эталона № XI		эталона № X	мощность, $\mu \cdot 10^6 \text{ вт}$	активность, $\mu\text{кюри}$
			измерение 1-е	измерение 5-е			
1	2	3	4	5	6	7	8
1	Эталон № XI	75,5	<u>14,25</u>	14,19	14,18	24,35	14,13
2	Препарат ГДР	47,8	10,01	9,97	9,96	15,42	9,92
3	Эталон № X	156,2	29,48	29,37	<u>29,32</u>	50,39	29,23
4	Препарат № 5427	109,0	21,00	20,91	20,89	35,16	20,82
5	Эталон № XI	75,8	14,29	<u>14,25</u>	14,23	24,45	14,18

Условия измерения: гальванометр типа ГПГ-3, шунт — 2, дата — 15/ХII 1969 г., чувствительность $3,10 \cdot 10^6 \text{ мк/вт}$.

и 5-я). В таблице против препарата, который в данном случае принят за эталон, дается сертификатное значение содержания радия в нем. Эта цифра обведена рамкой.

Таблица 10

№ измерения	Дата измерения, 1969 г.	Препарат	Отклонение гальванометра, м.м		Содержание радия A относительно эталона № XI, мг
			измеренное	исправленное на погрешность	
1	5/1	Препарат ГДР	190,6	189,5	10,05
2		Эталон № XI	302,5	298,3	<u>14,25</u>
3		Препарат ГДР	189,8	188,3	10,01
4	6/1	Эталон № XI	300,3	296,2	<u>14,25</u>
5		Препарат ГДР	188,2	187,2	10,00

Условия измерения: гальванометр типа М21Б, в цепи терморезистор добавочное сопротивление $R = 700 \text{ м}$.

В табл. 10 приведены две серии сравнений препарата радия ГДР с государственным эталоном № XI, который ближе всего к нему по содержанию радия. Столь тщательное изучение этого препарата с помощью калориметра было вызвано следующими соображениями. Препарат, присланный к нам из ГДР на поверку, оказался упакован совершенно необычным способом: соль радия находилась в тонкой трубке из монеля (размеры ее: длина 15 мм, наружный диаметр 2,0 мм и толщина стенки 0,2 мм), которая, в свою очередь, была запаяна в стеклянную ампулу (длиной 47 мм, наружным диаметром 3,5 мм и толщиной стенки 0,2 мм). Такая упаковка существенно отличается от упаковки наших эталонов радия, что затруднило сличение этого препарата

с нашими эталонами с помощью эталонной ионизационной камеры, обычно используемой для таких измерений, так как условия самопоглощения γ -лучей в препаратах были существенно различны. γ -излучение препарата ГДР имело дополнительный фильтр в виде монелевой трубки, благодаря чему следовало ожидать, что ионизационные измерения дадут содержание радия в нем несколько меньше действительного. Учитывая это, при поверке препарата ГДР предпочтение было отдано калориметрическим измерениям. Относительные измерения препарата радия ГДР дали среднее содержание радия в нем 10,00 мг.

Помимо относительных измерений, велись и абсолютные измерения этого препарата. Абсолютная активность препарата ГДР в результате 9 измерений, выполненных в разное время и в разных условиях, оказалась равной $9,95 \pm 0,08$ мюри, что при $Z = 3,68 \cdot 10^{10}$ расн/сек \cdot гRa составит 10,01 мг. Как видно из приведенных цифр, результаты относительных и абсолютных измерений совпадают между собой.

В табл. 11 представлены результаты всех серий сравнений четырех указанных эталонов радия. В этих измерениях значительное место было отведено сличению вторичного международного эталона № 5427 с нашими государственными эталонами радия.

Таблица 11

Содержание радия, мг											
в эталоне № XI относительно эталона № X		в эталоне № X относительно эталона № XI		в препарате ГДР относительно			в препарате № 5427 относительно				
				эталона № XI		эта- лона № X, A_T	эталона № XI		эталона № X		
A_{XI}	$ \bar{A}_{XI} - A_{XI} $	A_X	$ \bar{A}_X - A_X $	A_T	$ \bar{A}_T - A_T $		A_T	A_M	$ \bar{A}_M - A_M $	A_M	$ \bar{A}_M - A_M $
14,18	0,03	29,48	0,08	10,01	0,00	9,96	21,00	0,07	20,89	0,01	
14,23	0,02	29,37	0,03	9,97	0,04		20,91	0,02	20,98	0,08	
14,25	0,04	29,31	0,09	10,05	0,04		20,87	0,06	20,86	0,04	
14,17	0,04	29,48	0,08	10,01	0,00		20,98	0,05	20,87	0,03	
14,24	0,03	29,33	0,07	10,00	0,01		20,87	0,06	20,90	0,04	
14,21	0,03	29,40	0,07	10,01	0,02		20,99	0,05			
							20,88	0,05			
							20,93	0,05			

Препарат № 5427 был изготовлен в 1934 г. Хёнигшмидтом в числе известных 20 других эталонов радия, которые впоследствии были разосланы разным странам в качестве национальных эталонов. Один из этой группы, а именно препарат № 5427, прислан во ВНИИМ и должен заменить собой устаревшие государственные эталоны № X и XI. Поэтому вполне понятен интерес, который представляли для нас сличения этого эталона с эталонами № X и XI как калориметрическим, так и ионизационным методами.

В результате сличений, выполненных с помощью α -калориметра, содержание радия в эталоне № 5427 получилось равным 20,93 мг относительно эталона № XI и 20,90 мг — относительно эталона № X. Эти цифры в пределах $0,5 \div 0,6\%$ согласуются с сертификатными данными препарата. Следует также указать, что данные калориметрических измерений с точностью до $0,3 \div 0,4\%$ совпадают с данными ионизационных

измерений, выполненных во ВНИИМ на эталонной ионизационной камере.

Сопоставление результатов относительных измерений, представленных в табл. 11, с сертификатными данными трех эталонов радия (см. табл. 8) показывает, что они согласуются между собой с точностью до $\pm 0,3\%$ для эталонов № X и XI и с точностью до $\pm 0,5 + 0,6\%$ для эталона № 5427.

Таким образом, экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что относительные измерения с помощью α -калориметра обеспечивают определение содержания радия в препаратах с точностью, по крайней мере, в $0,5\%$.

Анализ погрешностей относительных измерений

Интересно знать, как этот вывод согласуется с расчетным значением погрешности.

Согласно закону накопления погрешностей средняя квадратичная погрешность однократного сравнения, определяемого формулой (15), будет равна

$$\Delta A_x = \sqrt{\Delta A_0^2 + \Delta n_x^2 + \Delta n_0^2 + \Delta \left[\right]^2}. \quad (16)$$

Последний член представляет собой погрешность всего отношения, взятого в квадратные скобки в формуле (15).

Рассмотрим теперь, какой вклад в общую погрешность измерения вносят погрешности отдельных величин, входящих в выражение (15).

Содержание радия в эталонах, относительно которых обычно ведется измерение, согласно их сертификатным данным известно с погрешностью $\pm 0,2\%$, т. е. $\Delta A_0 = 0,2\%$. Погрешность измерения отклонения гальванометра, как показал подробный анализ, произведенный на стр. 22, составляет не более $0,2 + 0,3\%$. Совершенно очевидно, что $\Delta n_x = \Delta n_0 = 0,2 + 0,3\%$.

Что же касается погрешности отношения, стоящего в квадратных скобках, то при ее оценке следует рассматривать два случая.

1. Если сравниваемые препараты одного возраста, тогда поправки на накопление полония у них одинаковы: $\Delta q_{(\alpha+\beta)}^x = \Delta q_{(\alpha+\beta)}^0$; поправки же на поглощение γ -излучения практически всегда можно считать равными. Это объясняется тем, что поглощение γ -излучения в α -калориметре определяется главным образом поглощением в стенках медного стаканчика калориметра и в стекле ампулы, которое для всех препаратов будет одним и тем же. Поглощение в самой соли радия невелико и оказывает малое влияние на величину Δq_x . В этом случае числитель и знаменатель квадратной скобки можно считать одинаковыми, поэтому $\left[\right] = 1$, а погрешность $\Delta \left[\right] = 0$.

2. С увеличением разницы в возрасте сравниваемых препаратов погрешность $\Delta \left[\right]$ также будет расти. Следует обратить внимание на то, что стоящее в скобках отношение есть не что иное, как отношение тепловых эффектов от 1 *мкюри* сравниваемых препаратов, т. е. $q_{\text{полн}}^0 / q_{\text{полн}}^x$, причем каждый из них вычисляется, как было сказано выше, с погрешностью около $\pm 0,5\%$. Однако $q_{\text{полн}}^0$ отличается от $q_{\text{полн}}^x$ лишь величиной их поправок на накопление полония $\Delta q_{(\alpha+\beta)}^0$ и $\Delta q_{(\alpha+\beta)}^x$, которые вычисляются по одной и той же формуле (12), но для разных времен t . Поэтому, если значения $q_{\text{полн}}^0$ и $q_{\text{полн}}^x$ и содер-

жат какие-то ошибки, то в числитель и в знаменатель отношения они войдут с одним знаком и, следовательно, будут частично исключать друг друга.

Было подсчитано, что максимально возможная ошибка отношения $q_{\text{полн}}^0/q_{\text{полн}}^x$ порядка $\pm 0,3\%$. Этот подсчет производился для случая, когда разница в возрасте сравниваемых препаратов достигает 36 лет (35—36 лет максимальный возраст препаратов, с которыми мы в настоящее время сталкиваемся).

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать вывод, что погрешность измерения, полученного в результате однократного сравнения, колеблется от 0,4 до 0,6%. Действительно, для двух крайних случаев мы имеем:

$$1) \Delta A_x = \sqrt{(0,2\%)^2 + 2 \cdot (0,2\%)^2} = 0,35\%$$

$$2) \Delta A_x = \sqrt{(0,2\%)^2 + 2 \cdot (0,3\%)^2 + (0,3\%)^2} = 0,56\%$$

Так как в большинстве случаев сличение препаратов производилось не один, а несколько раз, то возникает вопрос, насколько это может повысить точность измерения.

Анализ происхождения отдельных погрешностей, входящих в выражение (16), показывает, что половина из них вовсе не связана с методикой калориметрических измерений. Эта погрешность в знании содержания радия в эталоне ΔA_0 и погрешность отношения в квадратной скобке составляет $\Delta []$. Обе эти погрешности, являясь по своему происхождению случайными, в то же время входят в результат калориметрических измерений, как систематические ошибки, всегда с одним знаком, либо завышая, либо занижая все измеренные значения A_x . Поэтому, сколько бы мы ни увеличивали число измерений, нельзя определить содержание радия в препарате точнее, чем это известно для эталона, т. е.

$$\Delta A_{\text{min}} > \sqrt{\Delta A_0^2 + \Delta []^2} = 0,2 \div 0,35\%$$

(для двух крайних случаев, когда $\Delta [] = 0$ и $\Delta [] = 0,3\%$).

Из сказанного выше напрашивается следующий вывод. Характеризуя точность относительных измерений, следует различать две погрешности: а) погрешность сличений, производимых с помощью α -калориметра, и б) погрешность результата определения содержания радия в миллиграммах.

Первая из них, т. е. погрешность сличений, определяется ошибками, вносимыми методикой измерений, измерительной процедурой и т. п.

α -калориметрическая установка в настоящем ее виде позволяет производить взаимные сличения препаратов радия с погрешностью не более $\pm 0,25 \div 0,3\%$. Это следует из анализа результатов относительных измерений. Как видно из табл. 11, для любого из четырех измеренных препаратов разброс значений A от среднего арифметического во всех случаях не превышает $0,25 \div 0,3\%$.

То же подтверждается соотношением между препаратами. Так, измерения, выполненные относительно эталона № X, дают соотношение между четырьмя препаратами:

$$9,96 : 14,21 : 20,90 : \boxed{29,32} = 0,7009 : 1,000 : 1,471 : 2,063;$$

относительно эталона № XI:

$$10,01 : \boxed{14,25} : 20,93 : 29,40 = 0,7024 : 1,000 : 1,469 : 2,063.$$

Наиболее достоверное соотношение между эталонами, построенное на основе сертификатных данных, согласуется с приведенными выше цифрами в большинстве случаев в пределах 0,2–0,3%:

$$\boxed{14,25} : \boxed{21,04} : \boxed{29,32} = 1,000 : 1,475 : 2,058.$$

Вторая характеристика установки, погрешность результата измерения содержания радия в препарате ΔA_x , будет складываться из погрешности сличений, равной 0,3%, и погрешности, связанной со значением величины эталона ΔA_{\min} :

$$\Delta A_x = \sqrt{(0,3\%)^2 + \Delta A_{\min}^2}.$$

Так как $\Delta A_{\min} = \pm 0,2 \div 0,35\%$, то погрешность результата ΔA_x соответственно этому будет равна $\pm 0,36 \div 0,5\%$.

Таким образом, полученный результат позволяет сделать вывод, что: 1) при относительных измерениях погрешность определения содержания радия в препарате не превышает 0,5%; 2) увеличение числа измерений существенно не повышает точность результата измерения (погрешность однократного сличения, как было показано выше, равна 0,4–0,6%), однако достоверность результата при этом значительно возрастает.

Заключение

Результаты настоящей работы кратко можно резюмировать следующим образом:

1. Создана и исследована α -калориметрическая установка для измерения абсолютной активности α -препаратов и, в первую очередь, препаратов радия. Установка может быть использована также как β -калориметр; с этой целью предусмотрена замена α -калориметрических стаканчиков другими, рассчитанными на поглощение β -излучения.

Чувствительность калориметров обеспечивает измерение препаратов радия в интервале от 0,1 мкюри и до 1 кюри и β -препаратов — от 5–10 мкюри до 3 кюри.

2. Исследована методика измерения абсолютной активности радиевых препаратов и рассмотрены источники возможных погрешностей. Проведенный анализ показал, что погрешность измерения абсолютной активности радиевых препаратов не превышает $\pm 0,8 \div 1,0\%$.

Обсуждаются преимущества использования абсолютных калориметрических измерений для определения активности нестандартных препаратов радия.

3. На основании литературных данных об энергиях и интенсивностях различных видов излучений равновесного радия подсчитан тепловой эффект от 1 мкюри радия. Произведено также вычисление поправки на накопление RaD, RaE и полония для препаратов радия различных возрастов.

4. Рассмотрена возможность использования α -калориметра для относительных измерений радиевых препаратов. Анализ ошибок относительных измерений показал, что: 1) взаимные сличения препаратов радия на α -калориметре могут быть выполнены с погрешностью не более $\pm 0,3\%$; 2) определение содержания радия в препаратах производится с точностью $\sim \pm 0,5\%$.

5. С помощью α -калориметров: 1) проведены абсолютные и относительные измерения образцового препарата радия ГДР; 2) измерена абсолютная активность набора образцовых препаратов радия большой активности; 3) проведены взаимные сличения четырех эталонов радия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шиманская Н. С., Калориметрические измерения препаратов естественнорadioактивных семейств, Труды РИАН им. В. Г. Хлопина, т. 7, вып. 1, 1956, стр. 198.
2. Mann W. B., J. Research. NBS, v. 52, 1954, p. 177; v. 53, 1954, p. 277.
3. Аглинцев К. К. и др., Метрология проникающих излучений, «Атомная энергия в мирных целях», Госэнергоиздат, 1957.
4. Желелов Б. С. и др., Новые данные об относительных интенсивностях γ -лучей радия, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXII, 1958, стр. 841.
5. Кюри М., Радиоактивность, Гостехиздат, 1947.
6. Zlotovski I., Phys. Rev., v. 60, 1941, p. 483.
7. Wu C. S., Boehm F., Nagel E., Phys. Rev., v. 91, 1953, p. 319.
8. Вейсс К. Ф., Радиоактивные стандартные препараты, Физматиздат, 1958.

Поступила в редакцию
23/IV 1960 г.

М. П. АВОТИНА, Г. П. ОСТРОМУХОВА
ВНИИМ

УСТАНОВКА ДЛЯ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В РЕНТГЕНАХ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ 20 ДО 60 кВ

Описывается созданная во ВНИИМ установка для воспроизведения рентгена в области рентгеновского излучения 20÷60 кВ, а также приводятся результаты ее исследования.

В связи с широким применением мягкого рентгеновского излучения 20÷60 кВ в медицине, биологии и технике возникла необходимость обеспечения единства измерения доз в указанном диапазоне излучения.

Созданная во ВНИИМ [1] эталонная установка для воспроизведения рентгена в области мягкого излучения охватывает диапазон излучений с напряжением на трубке 5÷20 кВ.

Абсолютные измерения мощности дозы рентгеновского излучения 20÷60 кВ, проводимые в Московском государственном институте рентгенологии и радиологии [2], осуществляются с точностью $\pm 7\div 10\%$, что не отвечает требованиям современной метрологии.

В ФРГ создана установка [3], воспроизводящая рентген в области мягкого излучения (5÷50 кВ) с точностью $\pm 2\%$. В этой установке применена плоскопараллельная камера с расстоянием между электродами 50 мм и длиной измерительного электрода 100 мм. Напряжение в 1000 в, подаваемое на камеру, обеспечивает получение тока насыщения при измерении мощностей доз до 10 р/мин.

Э. Цилер [4] приводит данные по измерению рентгеновского излучения в диапазоне 10÷100 кВ, причем анализ погрешностей дает точность измерения мощности дозы $\pm 2\%$.

Результаты измерений доз мягкого рентгеновского излучения эталонными камерами ФРГ и Швеции [5] согласуются в пределах 3,3%.

В 1959 г. во ВНИИМ было закончено создание эталонной установки для излучений с напряжением возбуждения 20÷60 кВ с погрешностью измерений $\pm 1,5\%$.

Описание установки

Установка (рис. 1) состоит из следующих основных узлов: эталонной ионизационной камеры, питающего и электроизмерительного устройств и градуировочной скамьи со столиком для установки камер.

Эталонные ионизационные камеры могут быть цилиндрического и

плоскопараллельного типов. Сравнение между собой камер этих двух типов [6] не показало явного преимущества одного типа перед другим. Нами была выбрана плоскопараллельная камера, состоящая из измерительного, потенциального и защитного электродов.

Требования, которым должны удовлетворять параметры эталонной ионизационной камеры, вытекают из определения рентгена [7] и должны обеспечить: полное использование ионизирующей способности всех электронов, возникающих в ионизационной камере при поглощении рентгеновского излучения; условия измерения тока насыщения; отсутствие влияния на измеряемую ионизацию электронов, выбираемых из стенок камеры; возможность точного определения измерительного объема.

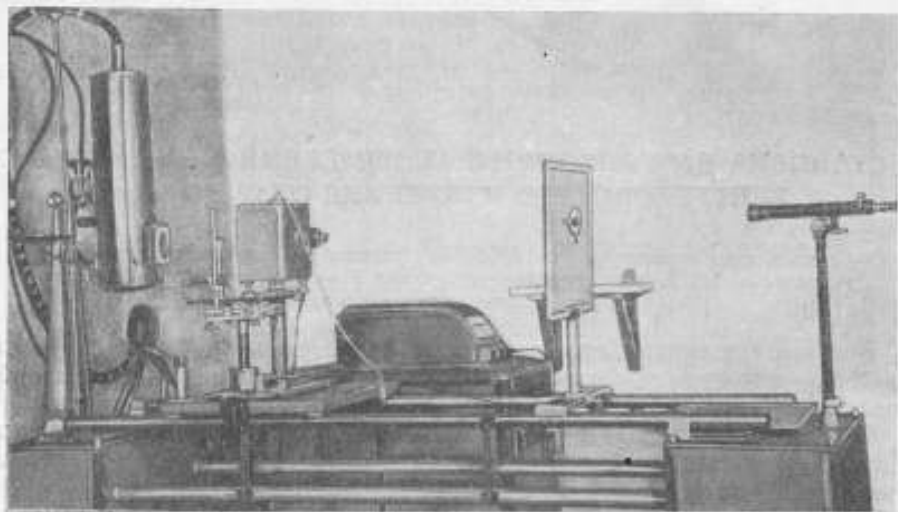


Рис. 1. Общий вид эталонной установки.

Отличительной особенностью мягких рентгеновских лучей является то, что они сильно ослабляются в любой среде, даже в воздухе. В связи с этим пучок рентгеновских лучей вдоль своего пути подвергается значительному изменению как по интенсивности, так и по спектральному составу; последнее влечет за собой изменение его ионизирующей способности. Таким образом, ионизирующая способность мягких рентгеновских лучей может существенно изменяться на пути от входной диафрагмы до центра измерительного электрода, а также вдоль него. Для уменьшения погрешности измерения мощности дозы от указанного фактора в камере было обеспечено минимально допустимое расстояние между измерительным электродом и входной диафрагмой; кроме того, длина измерительного электрода была уменьшена до $l = 30$ мм.

По данным Ф. Дея и Л. Тейлора [8] ослабление излучения в воздухе вдоль электрода с $l = 30$ мм при напряжении на трубке 20 кВ и больше не превысит 5%. Такое незначительное ослабление не может вызвать заметного изменения спектрального состава пучка лучей в измерительном объеме камеры.

Произвести точный теоретический расчет оптимального расстояния d между потенциальным и измерительным электродами оказалось невозможно, так как наличие непрерывного, сильно зависящего от фильтрации спектра рентгеновского излучения затрудняет вычисление распределения электронов в ионизационной камере. Для определения d

экспериментальным путем была предусмотрена возможность изменения расстояния между электродами от 25 до 50 мм.

Выравнивание электрического поля в камере достигается обычно применением защитных электродов и делителя напряжения. Однако последний может вносить систематические ошибки в измеряемое значение мощности дозы из-за поглощения излучения в его проволоках. Егер [9] нашел, что ослабление интенсивности пучка лучей в проволоках делителя напряжения в камере для мягкого излучения составляет около 1% при напряжении на трубке 8 кВ. Естественно, что это поглощение в каждом отдельном случае будет зависеть от материала и толщины проволок, а также от напряжения на трубке.

На основании изложенного выше в камере ВНИИМ для выравнивания электрического поля предусмотрен защитный электрод, который окружает измерительный электрод с четырех сторон.

Размеры защитного электрода были выбраны на основании расчета [10] электрического поля в ионизационной камере, который был сделан методом электрических изображений [11]. Расчет показал, что для $d = 50$ мм отклонение силовых линий от перпендикуляра у краев измерительного электрода не превышает 0,05 мм при окружении его защитным электродом шириной 50 мм. При этом погрешность в определении измерительного объема из-за неравномерности электрического поля в ионизационной камере не превысит 0,2%.

Ионизационная камера была помещена в трехслойный кожух из латуни, свинца и алюминия. Размеры пучка лучей в камере ограничиваются диафрагмой (толщиной 3 мм) из латуни, которая укрепляется во входном окне кожуха. Толщина кожуха (2 мм) была выбрана таким образом, что интенсивность излучения, проникающего через его стенки, не превышает 0,01% от интенсивности излучения, попадающего в камеру через отверстие входной диафрагмы.

Измерение ионизационных токов осуществляется при помощи компенсационной схемы Таунсенда. В схеме используется электромметр типа СГ-1-М с чувствительностью 60 дел/в. Прибор позволяет измерять токи от 10^{-9} до 10^{-12} а с погрешностью $\pm (0,5 + 1,0)\%$.

Питающее устройство состоит из набора сухих батарей, реле и коммутационного щита. В нерабочем состоянии при помощи специальных реле цепь последовательно соединенных батарей размыкается на секции по 400 в. Последовательное включение всех секций обеспечивает получение разности потенциалов между электродами камеры до 4500 в.

Источником излучения в эталонной установке служит рентгеновский аппарат типа РУМ-7, широко применяемый в медицинских кабинетах для близкофокусной терапии и работающий с рентгеновской трубкой типа 1-БПВ-1-60, в которой окно для выхода излучения закрыто бериллием толщиной 1 мм. Рентгеновская трубка укреплена на градуировочной скамье, с другой стороны которой укреплена оптическая труба для фокусировки камер в пучке лучей.

Исследование эталонной камеры

Для проверки равномерности электрического поля в измерительном объеме и выбора оптимального расстояния между электродами была снята зависимость от расстояния d между электродами ионизационного тока I в камере для фильтрованных излучений с напряжением на трубке 20, 40 и 50 кВ. Эта зависимость определялась в условиях, обеспечивающих измерение тока насыщения, и с входной диафрагмой диа-

метром 5 мм (рис. 2). Как видно из рисунка, для напряжения на трубке 20 кВ с изменением расстояния между электродами камеры от 45 до 24 мм ток насыщения в пределах точности измерений остается

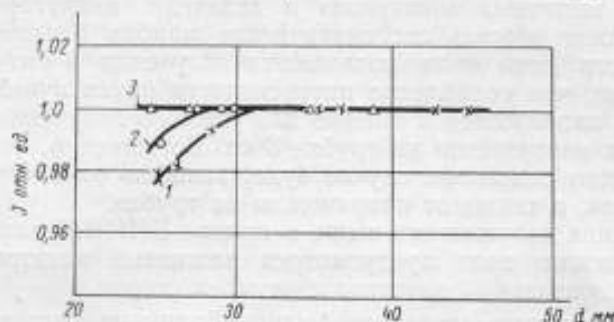


Рис. 2. Зависимость ионизационного тока от расстояния между измерительным и потенциальным электродами для режимов излучения:

1 — напряжение на трубке 50 кВ и фильтр 3,5 мм Аl; 2 — 40 кВ и 1 мм Аl; 3 — 20 кВ и 0,5 мм Аl.

постоянным. Так как максимальные пробеги электронов, создаваемых в воздухе данным излучением, не превышают 10 мм, то все электроны полностью теряют свою ионизирующую способность прежде чем они достигнут электродов камеры.

Поэтому постоянство I с уменьшением расстояния между электродами свидетельствует о равномерности электрического поля в измерительном объеме до $d = 45$ мм.

Уменьшение ионизационного тока для напряжений на трубке 40–50 кВ при расстоянии $d = 24 \div 32$ мм объясняется неполным использованием энергии электронов на ионизацию. Выравнивание кривых начинается с $d = 30 \div 34$ мм, т. е. начиная с этих расстояний выполняется условие воспроизведения рентгена. Нам было выбрано расстояние между электродами равное 40 мм.

Снятие вольтамперных характеристик показало, что

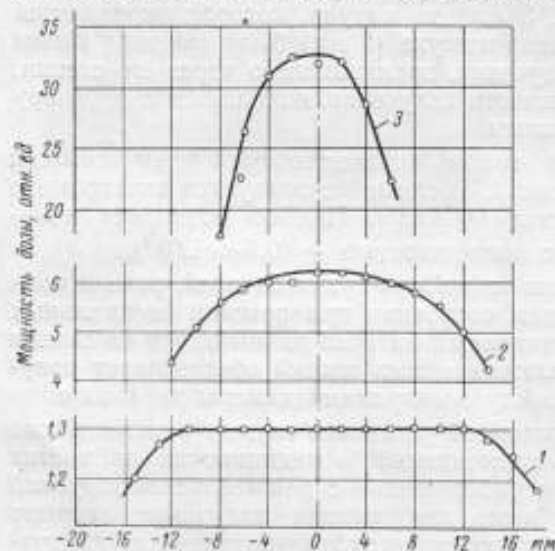


Рис. 3. Распределение мощности дозы в плоскости поперечного сечения пучка лучей.

1 — фокусное расстояние 521 мм; 2 — 271 мм; 3 — 121 мм.

для мощностей доз 50 000 $r/\text{мин}$ ток насыщения в камере достигается при подаче на высоковольтный электрод потенциала в 4400 в.

Работа ионизационной камеры в целом проверялась путем снятия зависимости ионизационного тока от площади отверстий S входных диафрагм с диаметрами 1, 2, 3 и 5 мм. Предварительно была исследована неравномерность поля излучения в сечении пучка лучей путем пере-

мещения ионизационной камеры перпендикулярно направлению распространения излучения в горизонтальном и вертикальном направлениях. Измерения проводились при входной диафрагме с диаметром отверстия 1 мм и для различных фокусных расстояний L . Результаты представлены на рис. 3 (вертикальное перемещение камеры). При горизонтальном перемещении камеры получены аналогичные кривые. Как видно из рисунка, при $L = 121$ мм поле излучения равномерно лишь на незначительном участке в 2÷3 мм. С увеличением L до 270÷520 мм поле излучения становится более равномерным. Поэтому зависимость ионизационного тока от S снималась для $L = 300$ мм. Полученная в пределах точности измерений прямолинейная зависимость I от S свидетельствует о правильном режиме работы ионизационной камеры.

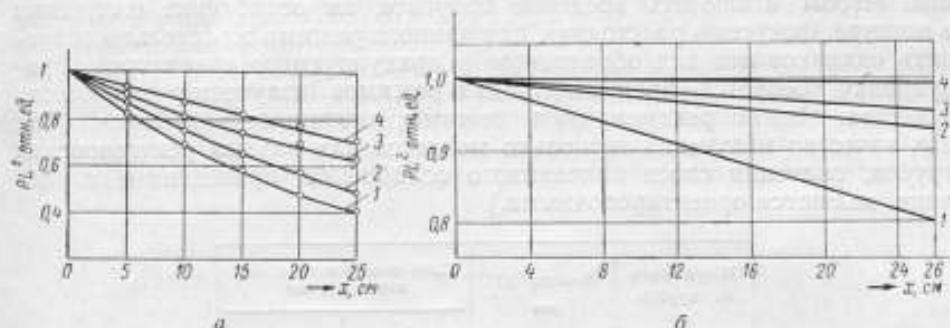


Рис. 4. Ослабление рентгеновского излучения в воздухе для режимов излучения:
 а) 1 — напряжение на трубке 8 кВ, без фильтра; 2 — 12 кВ, без фильтра; 3 — 12 кВ, 0,5 мм полиэфана;
 4 — 16 кВ, 0,5 мм полиэфана.
 б) 1 — напряжение на трубке 20 кВ, фильтр 0,1 мм Al; 2 — 40 кВ, 0,5 мм Al; 3 — 30 кВ, 0,99 мм Al;
 4 — 48 кВ, 1,5 мм Al.

При отнесении мощности дозы к плоскости входной ограничивающей диафрагмы необходимо вводить поправку на ослабление излучений в воздухе между плоскостью калиброванной диафрагмы и центром измерительного электрода. Ослабление излучения разного качества слоем воздуха толщиной, равной этому расстоянию, определено экспериментальным путем; для этого были измерены мощности дозы для различных фокусных расстояний L .

На рис. 4, а и б представлены графики, на оси абсцисс которых отложены расстояния x , на которые перемещалась камера, а на оси ординат — произведение, в относительных единицах, мощности дозы P на квадрат фокусного расстояния L . Фокусное расстояние при этом менялось от 200 до 450 мм. Отклонение прямой от горизонтали характеризует ослабление излучения слоем воздуха x см.

Эталонная установка для мягкого рентгеновского излучения с помощью прибора-посредника была сличена с эталонной установкой для излучений среднего спектрального диапазона (групповая эталонная установка 60÷250 кэВ) [12].

Значения мощности дозы излучения, измеренные с помощью двух эталонных установок, совпали в пределах $\pm 2\%$.

Передача рентгена к дозиметрической аппаратуре

Все дозиметры, которые используются в центральных учреждениях в качестве образцовых, должны периодически сличаться с эталонной установкой ВНИИМ. Образцовые дозиметры, проградуированные во ВНИИМ, могут быть в свою очередь использованы для проверки рабочих дозиметров.

При градуировке дозиметров на мягком рентгеновском излучении (20÷60 кэ) должны быть выполнены следующие требования:

1) обеспечена тщательная фокусировка камер образцового и градуируемого дозиметров в пучке лучей;

2) установлена на образцовом дозиметре диафрагма с отверстием, равным отверстию диафрагмы градуируемого прибора [если таковой нет, то градуировку производить на фокусных расстояниях, обеспечивающих достаточные размеры равномерного поля излучения (рис. 3)];

3) определено наличие условий насыщения в камере градуируемого прибора для максимальных мощностей доз, измеряемых данным прибором.

Градуировку дозиметров необходимо производить методом замещения. Чтобы исключить введение поправок на ослабление излучения в воздухе, фокусные расстояния для данного режима желательно сохранять одинаковыми для образцового и градуируемого дозиметров. Градуировку требуется производить для режимов излучений различного качества. Можно рекомендовать режимы, указанные в таблице. (Так как качество излучения несколько меняется для разных рентгеновских трубок, значения слоев половинного ослабления, приведенные в таблице, являются ориентировочными.)

Напряжение на трубке, кэ	Фильтр Al, мм	Слой половинного ослабления Al, мм	
		Δ_1	Δ_2
60	3,0	2,0	—
50	2,5	1,6	—
50	1,5	1,2	—
40	1,0	0,8	2,0
30	1,0	0,6	1,3
40	0,5	0,4	1,1
30	0,5	0,3	0,8
20	0,1	0,1	0,2
16	0,5*	0,6*	1,2*
12	0,5*	0,4*	0,8*

* Целлофан.

Для каждого из рекомендуемых режимов требуется определить отношение показаний поверяемого дозиметра в делениях шкалы к показаниям образцового дозиметра в рентгенах и построить зависимость этого отношения от слоя половинного ослабления.

В результате проведения градуировки должно быть установлено значение постоянной K поверяемого дозиметра и ее зависимость от качества излучения.

Авторы выражают благодарность З. П. Балон и Е. Ф. Фёдорову, принимавшим участие в конструировании установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. Ф., Воспроизведение единицы рентген в области мягкого рентгеновского излучения, Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957.
2. Поройков И. В., Попов М. Ф., Фролова А. В., Шевколович О. В., Методика измерения больших мощностей доз, «Вопросы рентгенологии и радиологии» (Труды Института), т. X, Медгиз, 1959.
3. Bunde E., Sevkov A., Rajewsky B., Jaeger, Acta radiologica, v. 44, 1955, p. 163.
4. Zieler E., Strahlentherapie, Bd. 100, 1956, S. 595.
5. Rajewsky B., Strahlentherapie, Bd. 98, № 2, 1955.
6. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостех издат, 1957.
7. ГОСТ 8848-58.
8. Day F. H. and Taylor L. S., J. of Research. NBS, v. 40, № 5, 1958.
9. Jaeger R., Z. angew. Phys., Bd. 6, № 11, 1954.
10. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Юдин М. Ф., Образцовая установка для измерения в рентгенах γ -излучения с энергией квантов до 1,5 Мэв, Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957.
11. Maxwell J. G., A treatise on electricity and magnetism, v. 1, 1873, p. 246.
12. Поройков И. В., Аруев Н. Н., Исследования в области рентгенометрии, Труды ВНИИМ, вып. 8(24), 1935.

Поступила в редакцию
29/III 1960 г.

З. П. БАЛОН, М. П. МАКСИМОВА
ВНИИМ

ЭТАЛОННЫЕ НАЦИОНАЛЬНЫЕ РЕНТГЕНОМЕТРИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ И СЛИЧЕНИЯ ИХ

В статье дается обзор эталонных рентгенометрических установок ряда стран (СССР, США, Великобритания, Швеция, Франция и др.) и результаты сличений.

После принятия в 1928 г. Вторым международным конгрессом радиологов в Стокгольме определения единицы для измерения рентгеновского излучения — рентгена в ряде стран были осуществлены эталонные ионизационные камеры. Параметры этих камер позволяли измерять дозы излучения в условиях, соответствующих определению рентгена.

Существуют два типа эталонных ионизационных камер: цилиндрические и плоскопараллельные. В цилиндрических камерах потенциальным электродом является цилиндрическая поверхность камеры и измерительным (или собирающим) электродом — цилиндр малого диаметра (обычно алюминиевый), который расположен по оси камеры или несколько эксцентрично. На торцах камеры имеются диафрагмы для входа и выхода излучения. В плоскопараллельных камерах потенциальный и собирающий электроды выполнены в виде пластин. Пучок рентгеновских лучей, ограниченный входной диафрагмой, установленной на кожухе камеры, проходит по оси камеры между электродами, параллельно их плоскостям. У краев измерительных электродов тех и других камер в направлении хода лучей имеются так называемые защитные электроды, предназначенные для выравнивания электрического поля, исключения ионизации за счет электронов, выбиваемых из диафрагм камеры, и обеспечения электронного равновесия в измерительных объемах камер. Требования, предъявляемые к эталонным камерам, приводятся в специальной литературе, посвященной измерениям рентгеновских и γ -лучей.

К настоящему времени установки с эталонными камерами для абсолютных измерений в рентгенах, принятые в качестве национальных первичных эталонов, имеются в ряде государств. В табл. 1 дана сводка национальных эталонных установок для воспроизведения рентгена.

Для измерения излучений $10 \div 300$ кэ эталонные камеры в ряде стран были осуществлены примерно в 1925—1930 гг. С 1950 г. в Великобритании, США, ФРГ, Франции и т. д. наряду со старыми камерами

Таблица 1

№ пп	Страна	Э-родители и город	Тип камеры и диапазон получения			Сравнение камерами с (№ пп)
			5 ÷ 120 кв	100 ÷ 400 кв	0,3 ÷ 3 Мэв	
1	СССР	Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ), Ленинград (К. К. Аглишев)	10 ÷ 60 плоскопараллельная	60 ÷ 250 групповой эталон из трех цилиндрических камер	Плоскопараллельная, давление воздуха 20 атм	
2	США	National Bureau of Standards (NBS), Washington (Н. О. Wuyckoff)	5 ÷ 50 плоскопараллельная	60 ÷ 250 плоскопараллельная	Плоскопараллельная, давление воздуха 10 атм	3, 4, 5
3	Великобритания	National Physical Lab. (NPL), Teddington (G. H. Aston)	30 ÷ 100 плоскопараллельная	100 ÷ 300 плоскопараллельная	Не имеется	2, 4, 11
4	Швеция	Institut of Radiophysics, Stockholm (R. Thoraeus)	8 ÷ 50 цилиндрическая	50 ÷ 250 цилиндрическая*	То же	2, 3, 6, 11
5	Франция	Ecole Normale Supérieure (ENS), Paris (A. Allisy)	—	50 ÷ 200 плоскопараллельная	То же	2
5а		Laboratoire Central des Industries Electriques (LCIE), Paris (M. Demanch)	—	50 ÷ 200 плоскопараллельная	То же	
6	Германия (ФРГ)	Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig (K. Jaeger)	3 ÷ 120 плоскопараллельная	50 ÷ 400 цилиндрическая*	То же	6а, 11
6а		Max Planck Institute, Frankfurt (B. Rajewsky)	3 ÷ 10 камера полного поглощения; 3 ÷ 60 плоскопараллельная	30 ÷ 400 цилиндрическая*	То же	4, 6, 11а

№ пп	Страна	Учреждение и город	Тип камеры и диапазон излучения		Сравнение с камерами (% пп)
			5 ÷ 120 кэ	100 ÷ 400 кэ	
7	Канада	National Research Council, Ottawa (G. Garrett)	10 ÷ 50 плоскопараллельная	50 ÷ 250 плоскопараллельная	0,3 ÷ 3 Мэв не имеется
8	Австралия	Commonwealth X-ray and Radium Laboratory, Melbourne (Mr. Stevens)	10 ÷ 50 плоскопараллельная	50 ÷ 250 плоскопараллельная	То же
9	Италия	Istituto Superiore di Sanita, Rome (G. C. Trabacchi)	—	50 ÷ 250 плоскопараллельная	То же
10	Япония	Electrotechnical Lab., Tokyo (G. Ito)	5 ÷ 40 плоскопараллельная	40 ÷ 250 плоскопараллельная	То же
11	Нидерланды	Radio Therapeutic Inst., Rotterdam (A. Somerwil)	10 ÷ 50 с нейлоновой сеткой	50 ÷ 200 цилиндрическая*	То же
11а		Philips Research Lab., Eindhoven (W. I. Oosterkamp)	10 ÷ 50 плоскопараллельная	—	То же
12	Новая Зеландия	Dominion X-ray and Radium Lab., Christchurch (G. E. Roth)	—	50 ÷ 300 плоскопараллельная	То же

* Камеры, принимавшие участие в международных слаченных.

были созданы новые, конструкции которых учитывали результаты исследований старых эталонных камер. Для диапазона излучений с энергией квантов от 0,3 до 3 Мэв эталонные камеры разрабатывали с 1940 г. в США (NBS) и с 1950 г. — в СССР (ВНИИМ). Исследование установки ВНИИМ для излучений до 3 Мэв закончено в 1959 г. и она утверждена в качестве эталонной для указанной области излучений.

На совещании Международной комиссии радиологов в Стокгольме в 1952 г. было вынесено решение о проведении сравнения принадлежащих Великобритании, США, ГДР, ФРГ и Швеции национальных эталонных установок, предназначенных для измерений в рентгенах. К этому времени уже имелись эталонные установки для излучений в диапазоне от 10 до 250 кв. Аналогичные сличения проводились и ранее (1928, 1931, 1941, 1950 гг.). Результаты, полученные в 1931 г., дали расхождения в показаниях камер до 6%. После тщательного анализа результатов и уточнения поправочных коэффициентов было достигнуто совпадение в пределах $\pm 0,9\%$.

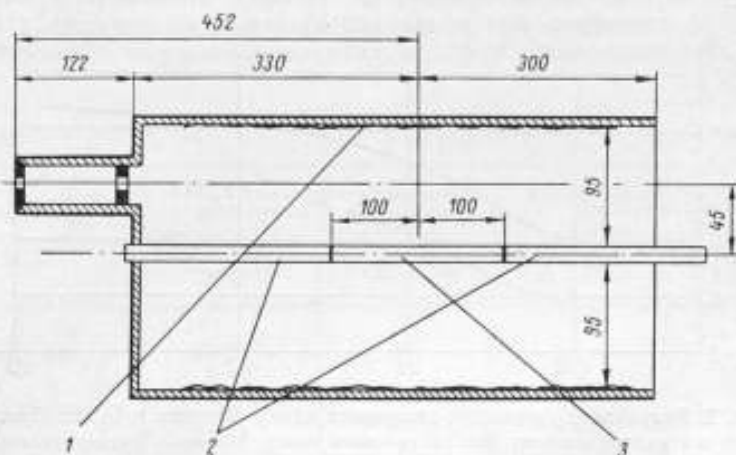


Рис. 1. Продольный разрез портативной эталонной камеры Швеции.
1 — проводящий слой; 2 — защитные электроды; 3 — измерительный электрод.

Сличения 1950 г. были произведены с помощью переносного медицинского дозиметра и дали расхождения в показаниях камер меньше 1%. Однако работы по исследованию эталонных установок показали, что конструкции некоторых камер, участвующих в международных сличениях, не полностью удовлетворяли условиям воспроизведения рентгена, в основном по причине неполного использования энергии электронов, образующихся при поглощении рентгеновского излучения. В связи с этим сличение государственных эталонных камер к 1952 г. представляло значительный интерес.

Согласно решению Международной комиссии радиологов в 1952 г. в Стокгольме в лаборатории Института радиофизики под руководством Тореуса была сконструирована и оборудована портативная эталонная камера, которая в дальнейшем использовалась как прибор-посредник при сличениях государственных эталонов.

Портативная камера, схема которой представлена на рис. 1, была выполнена по типу цилиндрических камер и имела размеры примерно в два раза меньше, чем основная эталонная камера Швеции, изготовленная в 1930 г. Измерение ионизационного тока производилось по ком-

пенсационной схеме, в которой были использованы: струнный электрометр с чувствительностью порядка 15 дел/в , эталонный конденсатор емкостью $182,4 \text{ см}$ и прецизионный вольтметр. В камере были проверены условия насыщения. Изменение напряжения между электродами от 1200 до 4000 в при мощности дозы излучения 3 р/мин давало изменение тока в камере меньше $0,1\%$. Отсутствие искажения электрического поля в измерительном ионизационном объеме проверялось изменением ионизационного тока при разных знаках потенциала на электродах и защитном кожухе камеры. Проникновение излучения в камеру вне диафрагмы не превышало $0,1\%$.

Сличение портативной камеры с эталонной камерой Швеции показало, что при напряжениях на рентгеновской трубке от 70 до 155 кВ и фильтрации от $(1 + 0,95) \text{ мм Al}$ до $(4 + 0,95) \text{ мм Al}$ ($0,95 \text{ мм Al}$ — фильтр самой трубки) результаты измерений согласуются в пределах $0,2 \div 0,5\%$. При напряжении 155 кВ и фильтре $0,25 \text{ мм Cu} + 1 \text{ мм Al}$ показания портативной камеры на 2% меньше показаний эталонной камеры.

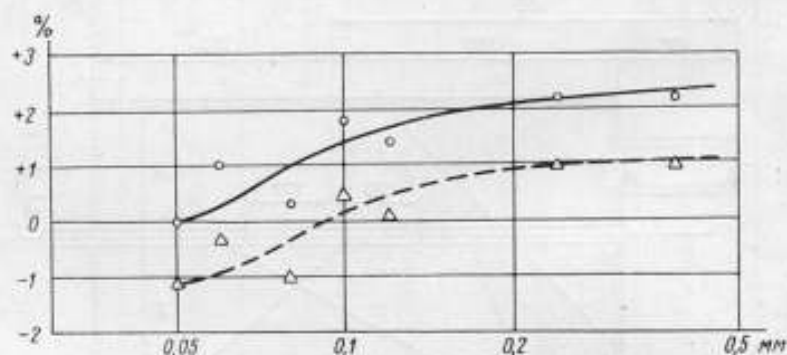


Рис. 2. Результаты сравнения эталонных камер Швеции и Великобритании. По оси ординат отложена разница показаний камер Швеции и Великобритании, по оси абсцисс — слой половинного ослабления в меди.

В июне 1953 г. портативная камера была перевезена в Национальную физическую лабораторию (NPL) Великобритании. После проверки параметров камеры и электроизмерительного устройства установка была собрана и сличена с национальной эталонной камерой Великобритании. При сличениях расстояния от анода рентгеновской трубки до центров измерительных электродов были одинаковы. Конусообразные измерительные объемы подсчитывались для каждой из камер. Результаты сличения представлены на рис. 2. Пунктирная кривая получена после внесения исправлений в эталонную емкость конденсатора Великобритании. Как следует из рис. 2, расхождения в показаниях камер лежат в пределах $\pm 1\%$. Однако следует отметить, что камера NPL в области жестких излучений дает показания на 2% ниже, чем в области мягких излучений. Это расхождение было вызвано недостаточными размерами камеры, в результате чего имело место неполное использование энергии электронов. На основании работы Кемпа (NBS), посвященной вопросу использования энергии электронов в камерах разных размеров, было установлено, что в камере NPL имело место недоиспользование энергии электронов порядка $1,9\%$, при исследовании же в NBS макета камеры NPL была получена цифра $2,3\%$.

В это же время была произведена градуировка прибора с наперстковой графитовой камерой по эталонным камерам Великобритании и Шве-

ция на излучениях от 70 до 170 кэ со слоями половинного ослабления в меди от 0,06 до 1,6 мм, при этом были получены соответственно следующие постоянные прибора: $0,204 \pm 1,7\%$, $0,205 \pm 1,3\%$.

Проверка, в порядке повседневной работы, коммерческого дозиметра для излучений от 8 до 20 кэ показала, что постоянная, полученная в Швеции (1,43) такая же, как и полученная 12 мес. назад при градуировке этого прибора в NBS.

В 1954 г. портативная камера была вывезена во Франкфурт на Майне, где в Институте биофизики им. Макса Планка была сравнена с эталонными камерами ФРГ для излучений от 50 до 170 кэ и от 8 до 30 кэ. При работе с первой камерой использовалась рентгеновская трубка для глубокой терапии с собственным фильтром 2 мм Al, при работе со второй камерой — трубка с окном из бериллия толщиной 1 мм. В это же время были проведены сличения портативной камеры с эталонной камерой Голландии для излучений от 8 до 30 кэ, находящейся в городе Эйнховене в исследовательской лаборатории Филипса.

В табл. 2 приведены наиболее существенные параметры сличаемых камер. Наблюдения за режимом излучения при сличениях осуществлялись с помощью камеры-«свидетеля», которая устанавливалась в пучок лучей.

Таблица 2

Параметры	Камеры для жесткого излучения, цилиндрические, 50–170 кэ		Камеры для мягкого излучения, плоскопараллельные	
	Франкфурт	Стокгольм	Франкфурт, 30–50 кэ	Эйнховен, 8–30 кэ
Диаметр, см	40	19	5	3
Длина измерительного электрода, см	29,15	20,9	4,030	1,0
Диаметр отверстия диафрагмы, см	0,9021	1,0	0,9952 0,4170	0,3
Максимальная ошибка в измерении дозы, %	± 1	$\pm 1,1$	$\pm 2,2$	$\pm 2,0$

Результаты сличения этих камер Эйнховена и Франкfurта для излучений от 8 до 30 кэ показали, что в диапазоне излучений, характеризующихся слоями половинного ослабления в Al от 0,03 до 0,29 мм, камера Эйнховена дает показания на 2,5–3,0% большие, чем камера Франкfurта. Сличение же камеры Швеции с камерой Франкfurта показало, что расхождение в результатах измерений не превышает 1% для излучений в диапазоне 50–170 кэ (Δ Si от 0,05 до 0,83 мм) и 1–2% для излучений 20–30 кэ (Δ Al от 0,17 до 0,45 мм).

В 1956 г. портативная камера Швеции была доставлена в радиационную лабораторию NBS, где была сличена с национальной эталонной камерой США. Эталонная емкость, длина измерительного электрода и другие параметры портативной камеры были проверены в соответствующих лабораториях NBS. Полученные значения согласовались с данными Швеции, Великобритании и ФРГ с точностью до 0,05%. Диафрагмы, ограничивающие пучок лучей, в камерах взаимозаменялись.

В результате измерений камерой Швеции по сравнению с поправками для камеры NBS вводились следующие поправки (%):

- 1) на проникновение излучения 0,1
- 2) на площадь отверстия диафрагмы 0,5
- 3) на излучение, рассеянное в камере,
и на различие размеров камер:
для низких напряжений -0,3
для высоких напряжений +0,9
- 4) на различное поглощение излучения
на пути от диафрагмы до середины
измерительных электродов 0,5 ± 0,2

Расстояние от анода трубки до входных диафрагм при сличения камер равнялось 1466 см.

В табл. 3 даны результаты сличения этих камер. В последней графе таблицы приведены результаты сличения во Франкфурте, откорректированные на рассеянное излучение и различие в размерах камер.

Таблица 3

Напряжение на трубке, кв	Добавочный фильтр, мм	Слой положи- тельного ослабле- ния, мм Cu	Отношение показаний эталонных камер	
			NBS/Швеция	ФРГ/Швеция
52	Без фильтра	0,05	—	1,001
60	"	0,085	1,005	—
70	"	0,10	—	1,002
75	"	0,11	1,008	—
100	1 Al	0,19	1,005	—
100	0,11 Cu + 1,0 Al	0,24	—	0,995
150	0,25 Cu + 1,0 Al	0,61	1,006	—
150	0,33 Cu + 1,0 Al	0,70	—	1,005
170	0,33 Cu + 1,0 Al	0,83	—	1,002
200	0,5 Cu + 1,0 Al	1,2	1,004	—
250	1,0 Cu + 1,0 Al	2,1	1,003	—

Как следует из таблицы, показания камер находятся в хорошем согласии друг с другом ($\pm 0,5\%$).

В 1955 г. в Вашингтоне было произведено сличение новых государственных эталонных камер Великобритании и США. Первая эталонная камера в NPL была сконструирована Кейем и Бинксом в 1930 г., а в NBS — в 1928 г.

Результаты сличения этих камер в 1931 г. совпали с точностью до 0,5%, однако работы Кемпа и Холла 1952 г. показали, что как в той, так и в другой камерах имеет место искажение электрического поля в направлении, перпендикулярном направлению распространения пучка рентгеновских лучей. Для камеры NPL ошибка за счет такого искажения поля составляла 2%, а для камеры NBS — несколько меньше. Разница же в показаниях камер была не настолько велика, чтобы ее можно было обнаружить при сличениях.

В 1953 г. в NBS была сделана новая камера больших размеров с дополнительными проволоками в делителе напряжения для выравнивания электрического поля и рядом других предосторожностей. Результаты сличения старых камер NBS и NPL с новой камерой NBS приве-

дены на рис. 3. Как следует из кривых рис. 3, показания камер были занижены в диапазоне излучений от 75 до 250 кВ, что согласуется с расчетными данными Кемпа.

В это же время была сделана новая камера и в NPL. Камера была больших размеров, чем старая, и также имела дополнительные проволоки в делителе напряжения для выравнивания электрического поля.

Сличения новых камер со старыми в каждой из лабораторий подтвердили предсказания Кемпа и Холла. Кроме того, в установке NPL были обнаружены ошибки из-за неправильной установки емкости в электроизмерительном устройстве, которые изменялись от 3,6% (для излучения 80 кВ) до 7% (для излучения 200 кВ). На рис. 4 и 5 приведены схемы новых камер NBS и NPL. При сличениях в NBS новых камер NBS и NPL площади входных диафрагм были почти одинаковы. Расстояние от анода трубки до диафрагмы равнялось 102 см. Камеры юстировали в пучке лучей с помощью оптической трубы и вдвигали в него поочередно. Постоянство режима работы рентгеновской трубки поддерживалось с точностью $\pm 0,2\%$.

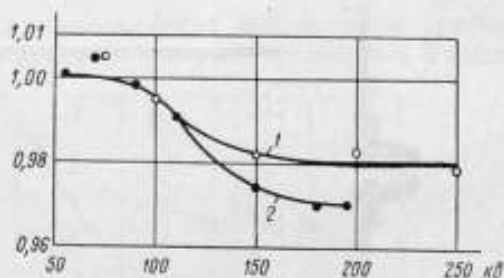


Рис. 3. Результаты сличения старых камер NBS и NPL с новой камерой NBS.

1 — камера NBS; 2 — камера NPL.

По оси ординат отложено отношение показаний старых камер NBS и NPL к показаниям новой камеры NBS; по оси абсцисс — напряжение на трубке.

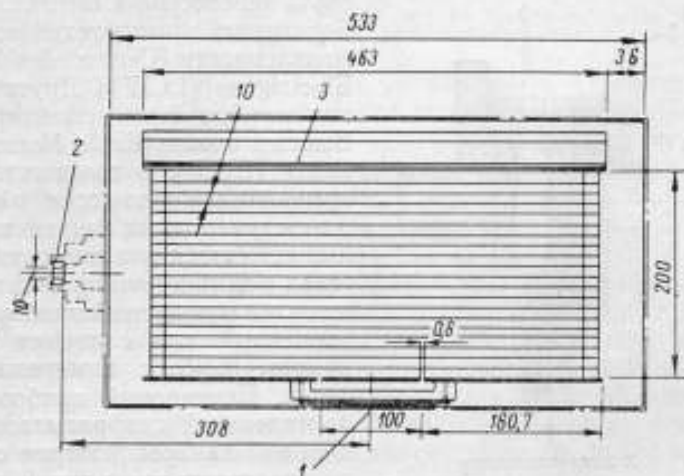


Рис. 4. Схема новой ионизационной камеры NBS.

1 — собирательный электрод; 2 — диафрагма; 3 — высоковольтный электрод.

При расчете мощности дозы излучения в рентгенах в результате измерений необходимо вводить ряд поправок, о которых упоминалось выше. Эти поправки были определены в NBS в 1954 г. Аттиком и де ла Вергне. В результаты сличения 1955 г. вводились не сами поправки, а лишь разница в поправках для сравниваемых камер.

Результаты сравнения новых камер США и Великобритании в диапазоне излучений от $\Delta\text{Cu} = 0,077$ до 2,14 мк и напряжениях на рентгенов-

ской трубке от 60 до 250 кв показали, что отношения показаний камеры США к показаниям камеры Великобритании лежат в пределах $1,003 \div 1,005$ (при расчете поглощения в воздухе по коэффициентам NBS) и $1,002 \div 1,006$ (при использовании коэффициентов NPL). Однако следует помнить, что расхождения в показаниях камер при международных сличениях могут быть значительно меньше, чем точности изме-

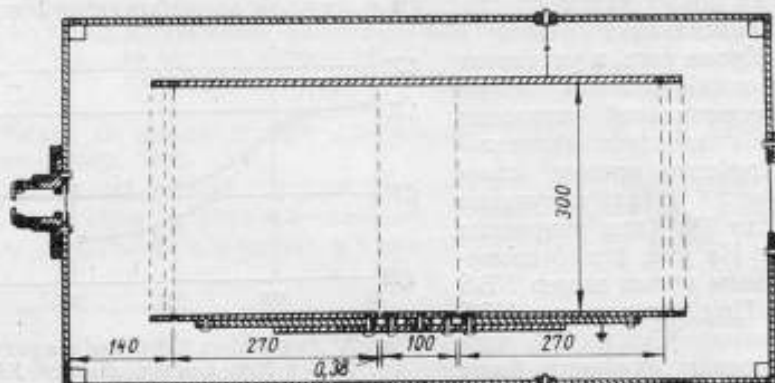


Рис. 5. Схема новой ионизационной камеры NPL.

рений в рентгенах каждой из камер, так как в первом случае в результате измерений вводится лишь разница в поправках, а не сами поправки.

Эталонная камера Франции, сравниваемая в 1951 г. с камерой NBS в лаборатории доктора Соломона в госпитале св. Антония (Франция),

была перенесена в Центральную лабораторию электротехнической промышленности [Central des Industries Electriques (LCIE)]. Другая эталонная камера была смонтирована в Высшей школе [Ecole Normale Supérieure (ENS)]. В соответствии с рекомендацией Комиссии радиологов о международных сличениях эталонных установок для измерений в рентгенах в ENS к началу 1956 г. был изготовлен переносный прибор, предназначенный для сличения основной камеры ENS с камерами других стран. Переносный прибор состоял из маленькой диафрагмовой ионизационной камеры, которая схематично представлена на рис. 6, и измерителя тока, собранного по компенсационной схеме с электрометром и эталонным конденсатором. Передняя и задняя люцитовые стенки камеры были рассверлены в месте прохода лучей так, что оставались люцитовые окна толщиной 0,8 мм. Поверхности окон с внутренней стороны покрывались проводящим слоем. На потенциальный электрод (задняя стенка) подавался потенциал 180 в. Расстояние между электродами было 1,0056 см, при изменении температуры камеры на 1° воздушный зазор менялся на 0,5 мк. Диаметр входной диафрагмы 0,8011 см.

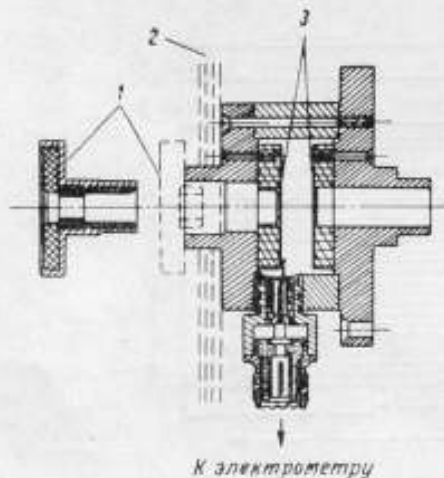


Рис. 6. Схема диафрагмовой ионизационной камеры ENS (Франция).

1 — диафрагма; 2 — свинец; 3 — графитовое покрытие.

меры были рассверлены в месте прохода лучей так, что оставались люцитовые окна толщиной 0,8 мм. Поверхности окон с внутренней стороны покрывались проводящим слоем. На потенциальный электрод (задняя стенка) подавался потенциал 180 в. Расстояние между электродами было 1,0056 см, при изменении температуры камеры на 1° воздушный зазор менялся на 0,5 мк. Диаметр входной диафрагмы 0,8011 см.

Калибровка переносного прибора производилась трижды: в июне 1956 г. в Вашингтоне по эталонной установке NBS, в сентябре 1956 г. по эталонной установке ENS в Париже и в октябре 1956 г. опять в NBS. Измерения производились при напряжениях на трубке 60, 100, 150, 250 кВ при разной фильтрации (ΔCu от 0,08 до 1,2 мм). Расхождения в показаниях прибора, полученных при указанных выше сличениях, не превышали 1%, что лежит в пределах точности измерений в рентгенах на эталонных установках.

В Голландии в качестве эталонного прибора используется прибор типа Кюстнера с цилиндрической камерой, который находится в Радиотерапевтическом институте в Роттердаме. В 1928 г. прибор был проградуирован самим Кюстнером, а затем периодически проверялся в лабораториях РТВ (ФРГ) и PTR (Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Германия), NPL (Великобритания) и в лаборатории Эйндховена. Результаты этих проверок представлены на рис. 7. Как следует из кривых, данные градуировок значительно отличаются (7–12%) от результатов, полученных Кюстнером в 1928 г. и в РТВ в 1953 г. Поскольку в литературе не освещены причины таких расхождений, то нецелесообразно использовать данные этих сличений для оценки тех или иных установок.

Эталонная установка Германии для измерений в рентгенах, находившаяся в Берлине в PTR до 1941 г., к настоящему времени не сохранилась. В 1949 г. в Институте биофизики им. М. Планка во Франкфурте на Майне Б. Раевским была создана установка для воспроизведения рентгена в области излучений от 50 до 250 кВ. Она состоит из цилиндрической ионизационной камеры диаметром 40 см, длиной 70 см и электроизмерительной компенсационной схемы. Камера снабжена набором диафрагм с отверстиями диаметрами от 0,6 до 2,1 см. Длина измерительного электрода 28,75 см. На рис. 8 представлена схема этой установки. Новая камера Института им. М. Планка была сравнена с портативной камерой Швеции на излучениях от 20 до 170 кВ. Расхождения в показаниях камер не превышали 1% для излучений от 50 до 170 кВ и 2% для излучений от 20 до 30 кВ.

Как отмечалось выше, при сличениях портативной камеры Швеции с камерами NBS и NPL результаты измерений расходились в пределах погрешностей измерений на установках. Это позволяет сделать заключение, что эталонная камера ФРГ находится в хорошем соответствии с камерами NPL и NBS. Вторая эталонная камера Института им. М. Планка для мягкого излучения (3–50 кВ) плоскопараллельного типа с измерительным электродом длиной 4,03 см и расстоянием между электродами 5 см сравнивалась с камерой Голландии. Результаты измерений при сличениях согласовывались с точностью $\pm 3\%$. Данные о сличениях камеры РТВ в литературе не встречались.

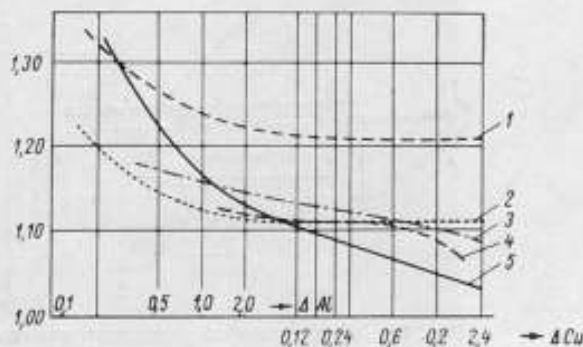


Рис. 7. Результаты проверок эталонного прибора Голландии в лабораториях: РТВ (кривая 1); Роттердамского терапевтического института в 1928 г. (кривая 2); там же в 1949 г. (кривая 3); РТВ в 1953 г. (кривая 4); NPL в 1948 г. (кривая 5).

По оси ординат отложены постоянные приборы, по оси абсцисс — слой половинного ослабления.

Эталонная групповая установка СССР для излучений от 60 до 250 кэ осуществлена в 1933 г. и модернизирована в 1950 г. Установка состоит из трех цилиндрических ионизационных камер длиной 52,6 см, диаметром 32 см, с измерительными электродами 130,03; 98,89 и 148,82 мм, и трех электронизмерительных устройств, собранных по компенсационной схеме с измерительными конденсаторами и струнными электрометрами. Результаты измерения на установке — среднее из измерений на всех девяти комбинациях «камера — электронизмерительное устройство».

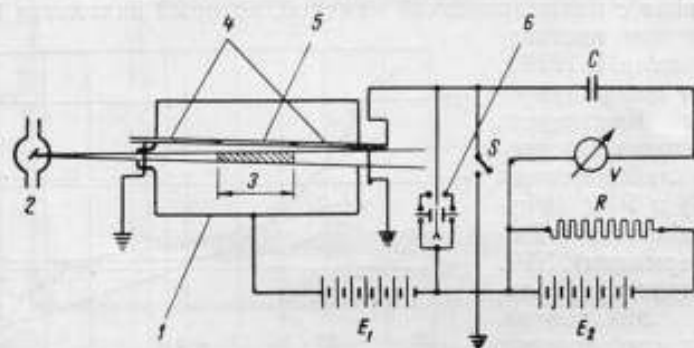


Рис. 8. Схема эталонной установки для излучений 50 ÷ 250 кэ Института им. М. Планка.

1 — ионизационная камера; 2 — рентгеновская трубка; 3 — измерительный электрод; 4 — заземленные защитные электроды; 5 — измерительный электрод; 6 — электрометр.

Общий вид установки представлен на рис. 9. В международных сравнениях она не участвовала. Проверки в лаборатории ВНИИМ некоторых иностранных дозиметров показали, что результаты градуировок приборов во ВНИИМ и за рубежом совпадают в пределах 1–3%. Преимущество эталонной установки ВНИИМ для излучений 60–250 кэ в том, что она выполнена в виде группы эталонных камер и электронизмерительных устройств с некоторыми различиями в параметрах основных элементов. Это обеспечивает большую надежность и точность определения мощности дозы излучения, а также исключает из результатов измерений систематические погрешности.

Эталонная установка для более жестких излучений была осуществлена во ВНИИМ в 1953 г. и в настоящее время является государственной эталонной установкой для излучений 0,3–3 Мэв. Ионизационная камера установки — плоскопараллельная, длина измерительного электрода 25 см, расстояние между электродами 40 см. Давление в камере может меняться от 1 до 20 атм. Измерение ионизационного тока производится как с помощью компенсационной схемы, так и с помощью специального усилителя постоянного тока ЭМУ-3 с высокоомным сопротивлением на входе. Подробное описание установки приведено в литературе. О соответствиях показаний этой установки ВНИИМ с аналогичной установкой NBS можно судить лишь косвенно по результатам измерений дозиметрических γ -постоянных для некоторых радиоактивных изотопов. Различие в значениях этих постоянных, полученных в СССР и за границей, не превышает 2–3%.

Следует отметить, что подобная установка NBS была исследована при измерениях рентгеновского излучения (350 кэ) и γ -излучений Co^{60} , Cs^{137} , радия. Исследования установки NBS продолжаются. Установка

ВНИИМ исследована при излучениях с энергией квантов от 0,3 до 3 Мэв.

Эталонная установка для излучений от 20 до 60 кэ сделана во ВНИИМ в 1959 г. Описание и результаты исследования ее приведены в данном сборнике*.

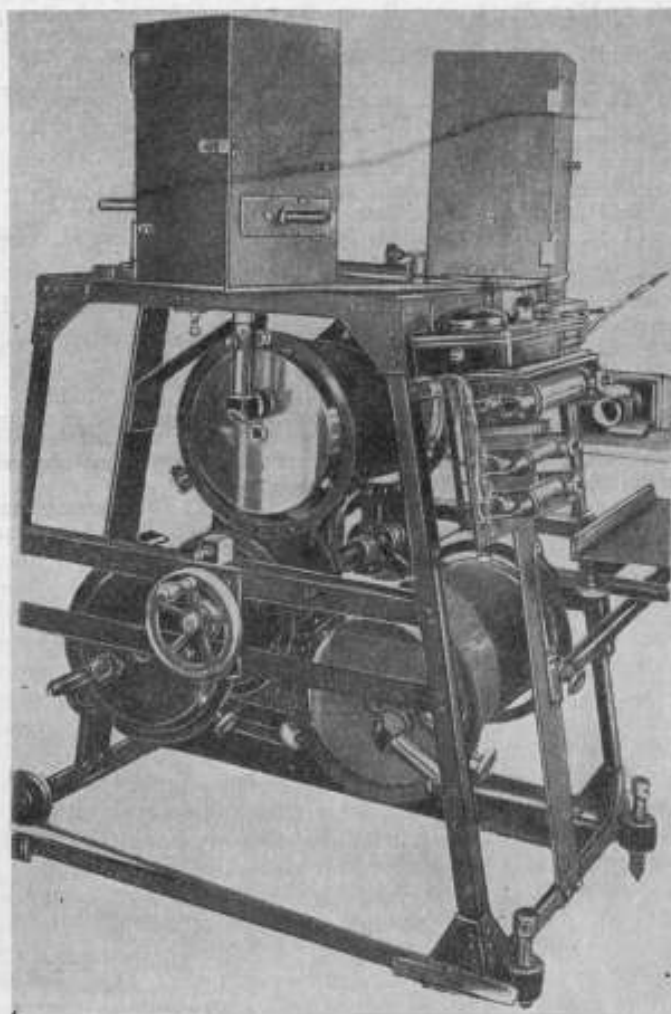


Рис. 9. Групповая эталонная установка СССР для рентгеновского излучения 60÷250 кэ.

Таким образом в международных сличениях за период с 1952 по 1958 г. принимало участие семь стран, сравнивших 13 камер. Результаты сличений показали, что значения рентгена, воспроизводимые на эталонных установках в различных странах, хорошо согласуются между собой.

* См. статью настоящего сборника на стр. 55.

Перечень основной литературы, использованной в статье, приведен ниже.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thoraеus R., Oostenkamp W. J., Proper I., Jaeger R., Rajewsky B., Buhde E., Dornlich M., Lang D. und Sewkow A., *Strahlentherapie*, Bd. 98, 1955, S. 265.
2. Aston G. H. and Attix F. H., *Acta Radiol.*, v. 46, 1956, p. 747.
3. Thoraеus R. and Wyckoff H. O., *Acta Radiol.*, v. 46, 1956, p. 740.
4. Thoraеus R., *Acta Radiol.*, suppl. 117, 1954, p. 33.
5. Frank H., Attix F. H., and De la Vergne L., *Radiologi*, v. 63, 1954, p. 853; *J. Res. NBS*, v. 53, 1954, p. 393.
6. Smith E. E., *Brit. J. Radiol.*, v. 28, 1955, p. 662.
7. Sommerwil A., *Acta Radiol.*, suppl. 117, 1954, p. 7.
8. Aston G. H., Smith E. E., *Acta Radiol.*, suppl. 117, 1954.
9. Wyckoff H. O., Aston G. H., Smith E. E., *Acta Radiol.*, suppl. 117, 1954, p. 17.
10. Jaeger B., *Strahlentherapie*, Bd. 89, 1953, S. 31.
11. Report of International Commission on Units and Measurements (I. G. R. U.), *Handbuch 62 NBS*, 1956.
12. Allisy A., De la Vergne L. and Wyckoff H. O., *Acta Radiol.*, v. 48, 1957, p. 484.
13. Kemp L. A. and Hall S. M., *Brit. J. Radiol.*, v. 27, 1954, p. 219.
14. Порошков И. В., Исследования в области рентгенометрии, *Труды ВИМС*, вып. 8/24, 1935, стр. 32.
15. Балон Э. П., Исследования в области ионизирующих излучений, *Труды ВНИИМ*, вып. 30(90), 1957, стр. 70.
16. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Воспроизведение рентгена в области γ -излучения с энергией квантов от 0,25 до 3 Мэв, настоящий сборник, стр. 55.

Поступила в редакцию
15/III 1960 г.

К. К. АГЛИНЦЕВ, Г. П. ОСТРОМУХОВА
ВНИИМ

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ РЕНТГЕНА В ОБЛАСТИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ КВАНТОВ 0,25–3 Мэв

В статье приводятся результаты исследований эталонной установки, воспроизводящей рентген в области γ -излучений с энергией квантов до 3 Мэв.

Воспроизведение рентгена в области рентгеновского и γ -излучений производится с помощью эталонных установок; их основной частью является ионизационная камера со свободным воздухом.

Параметры эталонной ионизационной камеры выбираются таким образом, чтобы были выполнены следующие условия:

- а) полное использование ионизирующей способности электронов, возникающих при поглощении γ -квантов в ионизационной камере;
- б) наличие в камере электронного равновесия;
- в) отсутствие «действия стенки»;
- г) точное определение измерительного объема;
- д) измерение ионизационного тока в условиях насыщения.

Выполнение пункта «а» обеспечивается созданием необходимого расстояния d между измерительным и потенциальным электродами камеры (рис. 1), а также ширины r электродов (размера электродов в направлении, перпендикулярном распространению фотонов).

При поглощении γ -квантов с энергией 1–3 Мэв возникают электроны, обладающие в воздухе пробегами до 10–12 м. Обеспечение использования ионизирующей способности электронов в этом случае требует либо значительного увеличения размеров камеры, как это было сделано Кеем и Бинксом [1], либо повышения давления воздуха в камере [2–4].

Описанная ранее [5, 6] эталонная установка ВНИИМ для воспроизведения рентгена была рассчитана на энергии квантов γ -излучения до 1,5 Мэв. Для расширения верхнего предела энергии излучений были заменены некоторые узлы этой установки, обеспечивающие воспроизведение рентгена для излучения с энергией квантов от 0,25 до 3 Мэв.

Эталонная камера была помещена в бак, позволяющий повышать давление воздуха в нем до $P = 20$ ат. Это оказалось достаточным для того, чтобы камера с параметрами [6] $d = 40$ см, $r = 40$ см была пригодна для измерений в рентгенах излучения с энергией квантов до 3 Мэв.

Это видно из рис. 2, на котором в полярных координатах представлены значения пробегов [7] в воздухе для $h\nu = 3 \text{ Мэв}$ ($\rho = 0,001293 \text{ г/см}^3$) электронов отдачи, вылетающих под разными углами φ . Расстояние h от пучка лучей до электрода более 270 см обеспечивает полное исполь-

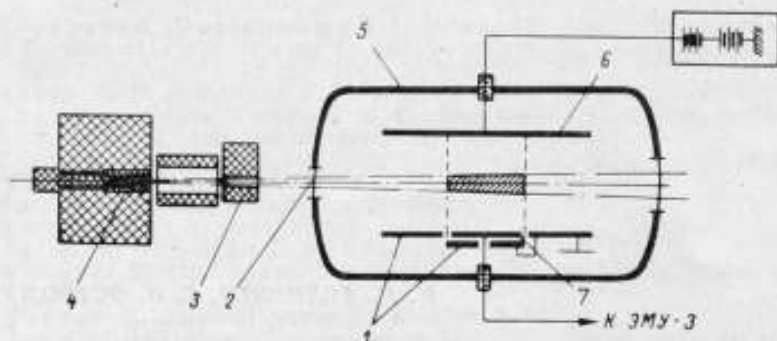


Рис. 1. Схема эталонной установки.

1 — защитные электроды; 2 — алюминиевое окно; 3 — ограничивающая диафрагма; 4 — препарат; 5 — бак для камеры; 6 — потенциальный электрод; 7 — измерительный электрод.

зование ионизирующей способности всех электронов. Исключение составляют электроны, испытавшие упругое рассеяние под углами близкими к 90° , но ими можно пренебречь, так как их число будет мало [8]. Также можно пренебречь образованием фотоэлектронов и пар, так как для рассматриваемого диапазона энергий ($250 \div 3000 \text{ кэв}$) ослабление излучения в воздухе происходит в основном за счет некогерентного рассеяния.

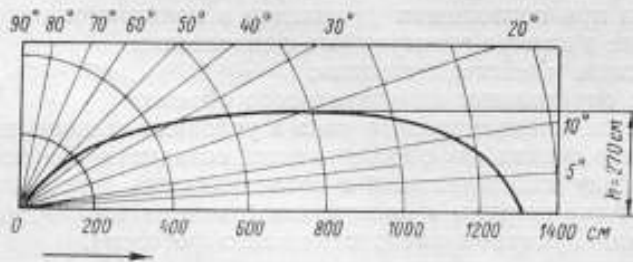


Рис. 2. Пробег электронов (в см), вылетающих под разными углами ($h\nu = 3 \text{ Мэв}$).

Стрелкой указано направление распространения фотонов.

Для давления воздуха в эталонной камере, равного 20 ат , указанное расстояние $h = 13,5 \text{ см}$; при диаметре сечения рабочего пучка лучей $5 \div 6 \text{ см}$ расстояние от пучка лучей до электродов составляет $\sim 17 \text{ см}$, т. е. несколько больше требуемого.

Для исключения «действия стенки» и получения электронного равновесия расстояние L от входного окна 2 бака до измерительного электрода 7 (рис. 1) было выдержано больше максимальных пробегов электронов, имеющих место при рабочем давлении воздуха в баке 5.

Повышение давления воздуха в камере до 20 ат повлекло за собой необходимость увеличения напряжения, подаваемого на потенциальный

электрод 6. Для получения напряжения 20 кВ было создано специальное питающее устройство, составленное из соединенных в секции по 600 в сухих батарей.

Для измерения ионизационных токов был использован нулевой метод с применением усилителя постоянного тока типа ЭМУ-3. При этом вольтметр, включенный в схему на выходе усилителя, служил нулевым индикатором, а значение тока определялось делением напряжения компенсации на высокоомное сопротивление типа КВМ, установленное на входе усилителя. При данном методе нелинейность усилителя не вносит погрешности в измерение значения силы тока.

Измерение высокоомного сопротивления производилось в лаборатории электрических измерений ВНИИМ [9] с точностью $\pm 0,5\%$ и в процессе работы контролировалось с помощью источника постоянного тока — уранового ионизатора. Сопротивление не менялось в пределах точности измерений при изменении температуры окружающего воздуха от 15 до 20°С и после длительной работы схемы. Погрешность измерения ионизационного тока при этом не превышала $\pm 0,8\%$.

Ниже приводятся результаты исследования усовершенствованной установки.

Определение тока насыщения в камерах с повышенным давлением воздуха

Одним из факторов, ограничивающих точность измерений дозы γ -излучения с помощью эталонных камер, работающих при повышенном давлении воздуха, является погрешность в определении значения тока насыщения. Как видно из рис. 3, электрические поля, которые

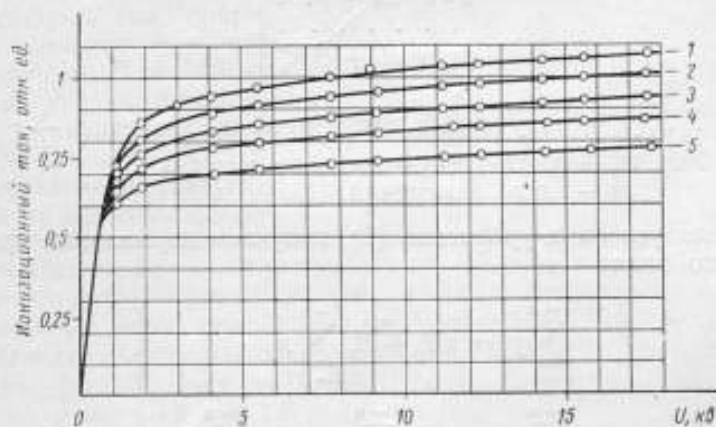


Рис. 3. Зависимость ионизационного тока от напряжения для различных давлений.

1 — 20 ат; 2 — 17,7 ат; 3 — 15,7 ат; 4 — 14,1 ат; 5 — 12 ат.

можно было создать между электродами, не позволяют полностью исключить рекомбинацию ионов, так что практически не представляется возможным измерить ток насыщения в камере.

Кара-Михайлова и Лео [10] предложили метод экстраполяции для определения тока насыщения, который применим в случае больших напряженностей электрического поля (~ 100 в/см·ат) и является непригодным для нашего случая.

Широкое применение нашел графический метод Занстра [11], предложенный им на основании теории колонной рекомбинации, разрабо-

гальной Яффе [12]. Согласно этому методу прежде всего вычисляется аргумент z некоторой функции $f(z)$, равный

$$z = C \left(\frac{E}{P} \right)^2, \quad (1)$$

где P — давление воздуха в камере, ат;
 E — напряженность электрического поля в камере, в/см;
 C — постоянная.

Значение функции $f(z)$ при различных z находят по специальному графику [11]. Так как обратное значение ионизационного тока $\frac{1}{J}$ изменяется линейно при изменении $f(z)$, то можно построить согласно экспериментальным значениям J и z прямую линию, показывающую зависимость $\frac{1}{J}$ от $f(z)$. Экстраполируя эту прямую до пересечения с осью ординат ($E \rightarrow \infty, f(z) \rightarrow 0; J \rightarrow J_{\text{нас}}$), можно найти значение тока насыщения $J_{\text{нас}}$, так как при $f(z) = 0$ ордината будет равна $\frac{1}{J_{\text{нас}}}$.

Для нахождения более точного положения данной прямой можно применить метод наименьших квадратов [13]. При этом требуется найти коэффициенты B_0 и B_1 в системе условных уравнений

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= B_0 + B_1 x_1 \\ y_2 &= B_0 + B_1 x_2 \\ &\dots \dots \dots \\ y_n &= B_0 + B_1 x_n \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где y_1, \dots, y_n — полученные при измерении значения $\frac{1}{J}$;
 x_1, \dots, x_n — соответствующие значения $f(z)$;
 n — число измерений.

Учитывая условные уравнения (2), получаем нормальные уравнения следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^{i=n} y_i &= n B_0 + B_1 \sum_{i=1}^{i=n} x_i \\ \sum_{i=1}^{i=n} x_i y_i &= B_0 \sum_{i=1}^{i=n} x_i + B_1 \sum_{i=1}^{i=n} x_i^2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

решение которых позволяет определить коэффициенты B_1 и B_0 , где B_0 — значение ординаты, соответствующей $\frac{1}{J_{\text{нас}}}$.

Из опытных данных установлено, что значение постоянной C в уравнении (1) для воздуха равно $1,24 \cdot 10^{-4}$. Уайкоф [14] предложил принять $C = 2,5 \cdot 10^{-5}$ на основании того, что при этом им был получен меньший разброс в токах, приведенных к 0°C и 760 мм рт. ст. при измерении γ -излучения Cs^{137} при различных давлениях воздуха.

Экспериментальная проверка метода Яффе — Занстра была проведена с помощью измерения рентгеновского излучения 350 кв [3]

и γ -излучения Cr^{51} [6] и показала хорошее согласие теории с экспериментом при $C = 1,24 \cdot 10^{-4}$. Но при проведении данных экспериментов имела место некоторая неопределенность из-за сложности точного учета влияния рассеянного излучения в воздухе, которое зависит от давления воздуха в камере.

Для устранения возможности ошибки из-за неправильного учета рассеянного излучения, а также ослабления излучения в воздухе между входным окном бака и центром измерительного электрода метод Яффе — Занстра был проверен с помощью измерения β -излучения S^{35} (максимальная энергия β -спектра $E_m = 167$ кэв).

Для этого β -источник S^{35} был нанесен на пластинку, плотно закрыт сверху тонкой алюминиевой фольгой и укреплен в середине потенциального электрода так, чтобы β -частицы вылетали в собирающую область камеры. После этого была снята зависимость ионизационного тока от давления. Результаты измерений представлены на рис. 4. При изменении давления от 1,6 до 2,6 ат измеряемый ионизационный ток сохраняет постоянное значение для различных E от 145 до 475 в/см, что свидетельствует об измерении тока в условиях насыщения и о полном использовании энергии β -частиц на ионизацию в собирающей области.

При увеличении давления выше 2,6 ат начинает сказываться влияние колонной рекомбинации, и измеряемый ионизационный ток уменьшается. Кривые на рис. 4 дают относительное значение ионизационных токов для различных напряженностей электрического поля в камере. Экстраполяция измеренных токов для $P = 2,6 \div 13,9$ ат при $C = 1,24 \cdot 10^{-4}$ дает значения токов насыщения, совпадающие с данными измерений при 1,6 \div 2,6 ат, где не вводилась поправка на рекомбинацию (прямая *a*). Прямая *b* является результатом экстраполяции для $C = 2,5 \cdot 10^{-5}$. Полученные значения токов насыщения в этом случае примерно на 4% больше значения токов, измеренных при отсутствии поправки на рекомбинацию.

Основываясь на результатах эксперимента, мы при расчете токов насыщения по методу Яффе — Занстра принимали $C = 1,24 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 5 дано отношение ионизационных токов, измеренных при $E = 300$ и 440 в/см, к току насыщения, вычисленному по методу Яффе — Занстра. Указанные значения являются средними из нескольких измерений различных источников Co^{60} активностью от 0,2 до 2 кюри.

Сравнение рис. 4 и 5 свидетельствует о различном влиянии колонной рекомбинации при измерении Co^{60} и S^{35} . Это, вероятно, объясняется разными углами между треками электронов и направлением силовых линий

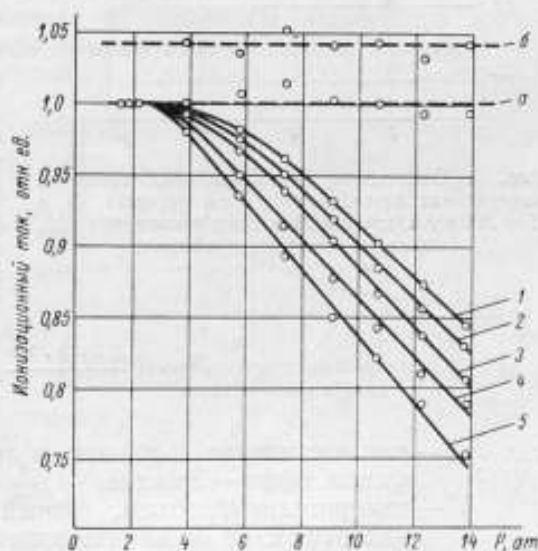


Рис. 4. Зависимость ионизационного тока от давления для β -излучения S^{35} .
1) $E = 475$ в/см; 2) $E = 384$ в/см; 3) $E = 302$ в/см;
4) $E = 207$ в/см; 5) $E = 145$ в/см.

электрического поля в камере, имеющими место при измерении двух различных источников, а также большей плотностью ионизации для электронов с меньшей энергией.

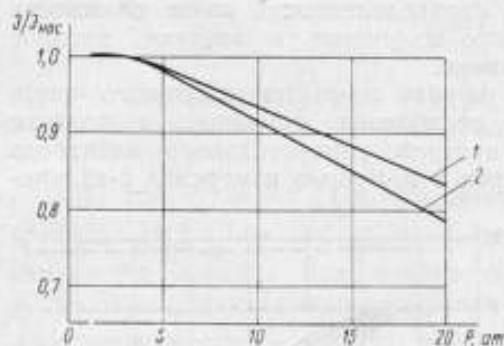


Рис. 5. Отношение ионизационных токов J , измеренных при $E = 440$ в/с.м (кривая 1) и $E = 300$ в/с.м (кривая 2), к току насыщения $J_{нас}$, определенному из графиков.

Методика измерения доз γ -излучений с помощью эталонной установки

Абсолютные измерения дозы в рентгенах сводятся к измерению ионизации, производимой электронами, возникающими при поглощении γ -квантов в измерительном объеме, а также и самого измерительного объема. При этом расчет мощности дозы P γ -излучения, отнесенной к плоскости, ограничивающей пучок лучей диафрагмы, производится по формуле

$$P = K \frac{J_{нас} \cdot 3 \cdot 10^9}{V} \text{ р/сек}, \quad (4)$$

где $J_{нас}$ — ток насыщения в камере в амперах, определенный из графиков Яффе — Занстра;

V — измерительный объем, равный произведению площади сечения отверстия ограничивающей диафрагмы на эффективную длину измерительного электрода;

$K = K_1 K_2 K_3 K_4 K_5 K_6$ — произведение поправочных коэффициентов, учитывающих следующие факторы:

K_1 — температуру и давление воздуха в камере;

K_2 — ослабление излучения в воздухе между калиброванной диафрагмой и центром ионизационной камеры;

K_3 — ослабление излучения во входном окне бака;

K_4 — проникновение излучения через края диафрагмы;

K_5 — влияние рассеянного излучения;

K_6 — ослабление излучения между центром эффективной области поглощения γ -квантов и центром измерительного объема.

Значения поправочных коэффициентов K_1 , K_2 , K_3 определяются по известным формулам, а коэффициента K_4 определяется по формуле

$$K_4 = \frac{\pi I_0 a^2}{w + \pi I_0 a^2}, \quad (5)$$

где w — энергия γ -излучения, прошедшего через края диафрагмы; определяется методом численного интегрирования [6];

I_0 — интенсивность γ -излучения, падающего на диафрагму;

a — радиус отверстия ограничивающей диафрагмы.

На рис. 6 представлена зависимость поправочного коэффициента K_4 от энергии квантов измеряемого излучения для наших условий диафрагмирования: $2a = 1,38$ см, $l_0 = 62,8$ см (l_0 — расстояние от центра препарата до плоскости ограничивающей диафрагмы).

Поправочный коэффициент K_5 учитывает излучение, рассеянное в облучаемой массе воздуха. Часть этого рассеянного излучения поглощается внутри камеры и дает дополнительные ионы, благодаря чему измеряется завышенная величина ионизационного тока [15]. Коэффициент K_5 равен

$$K_5 = \frac{J}{J + \Delta J}, \quad (6)$$

где ΔJ — дополнительная ионизация, вызванная поглощением рассеянного воздухом излучения в камере;

J — ионизация, обусловленная поглощением первичного излучения в измерительном объеме ионизационной камеры.

Рассмотрим для примера, чему равен коэффициент K_5 для γ -излучения Co^{60} с интенсивностью I . При взаимодействии γ -квантов Co^{60} с воздухом 45,5% энергии излучения переходит в кинетическую энергию электронов и 54,5% рассеивается в виде фотонов.

Увеличение длины волны рассеянного излучения определяется по соотношению Комптона

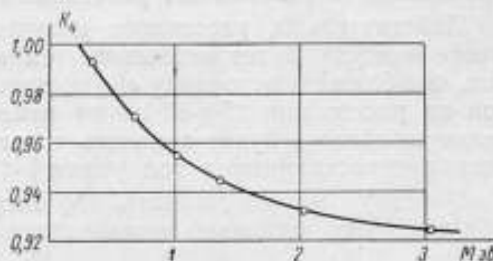


Рис. 6. Зависимость коэффициента K_5 от энергии излучения.

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta), \quad (7)$$

где θ — угол между направлениями падающего и рассеянного излучений;

m — масса электрона;

c — скорость света;

h — постоянная Планка.

Из этого равенства следует, что в случае γ -излучения Co^{60} рассеянные кванты будут обладать энергией 210–1200 кэв. Для этого диапазона энергий коэффициент истинного поглощения меняется незначительно и для воздуха ($t=20^\circ\text{C}$, $P=1\text{ ат}$) в среднем равен $3,6 \cdot 10^{-5}\text{ см}^{-1}$ [16].

Расчет по формуле Клейна — Нишина пространственного распределения энергии, переносимой рассеянными фотонами, показывает, что максимальное количество энергии переносится фотонами, рассеянными под углом $\theta = 30^\circ$ к направлению падающего излучения.

Рассмотрим поглощение рассеянного излучения в области сбора ионов. Расстояние, на котором поглощается рассеянное излучение, в этой области меняется от $l/\cos 30^\circ$ до нуля. Среднее расстояние равно $l_s = \frac{l}{2} \frac{1}{\cos 30^\circ}$, при этом поглощенная энергия рассеянного излучения будет равна

$$\Delta I_3 = I_s(\tau + \sigma_p)l_s,$$

где $(\tau + \sigma_p)_p$ — линейный коэффициент истинного поглощения в воздухе для данной плотности воздуха в камере;

I_s — интенсивность рассеянного излучения.

Предположим, что для электронов, образованных за счет поглощения рассеянного излучения в измерительном объеме, существует электронное равновесие, тогда измеряемая дополнительная ионизация будет пропорциональна энергии данных электронов и K_5 будет равен

$$K_5 = \frac{0,455I}{0,455I + 0,545I(\tau + \sigma_2)\rho t_x}$$

При расчете K_5 не учитывалось влияние многократно рассеянного излучения и предполагалось, что в камере имеет место равновесие электронов, образованных рассеянным излучением.

Действительно, рассеянное излучение, возникающее в облучаемой массе воздуха, будет оказывать тем меньшее влияние на измеряемый ток, чем ближе к источнику оно возникло. Так, при поглощении γ -квантов на расстоянии 25–30 см от измерительного электрода в измерительную область будет попадать только часть излучения, кванты которого распространяются под углом $\theta < 30^\circ$.

Поэтому можно ожидать, что энергия, вносимая в измерительную область, будет несколько меньше энергии, уносимой электронами из этой области. Следовательно, и поправочный коэффициент K_5 может оказаться несколько меньше расчетного.

На рис. 7 (кривая 1) представлена зависимость вычисленного по формуле (6) поправочного коэффициента K_5 от энергии измеряемого излучения при давлении воздуха в камере $P = 10$ ат.

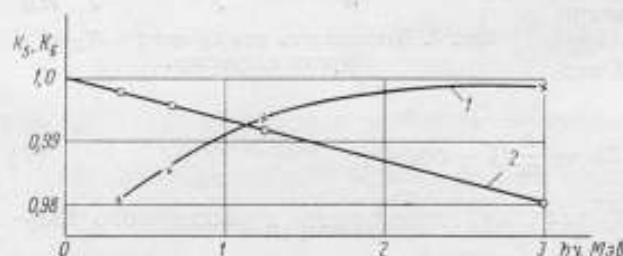


Рис. 7. Зависимость коэффициента K_5 от энергии излучения при $P = 10$ ат (кривая 1) и зависимость коэффициента K_6 от $h\nu$ (прямая 2).

Уайкоф [14] получил несколько большие значения коэффициентов K_5 для γ -излучений Co^{60} и Cs^{137} при таком же давлении воздуха. Это, вероятно, можно объяснить тем, что в условиях эксперимента, при котором измерялась ионизация от излучения, рассеянного в воздухе, происходило поглощение рассеянного излучения также и в бакелитовой трубке, поставленной для поглощения электронов от первичного излучения. Поэтому в измеряемой ионизации участвовали электроны, возникающие при поглощении рассеянного излучения не только в воздушном объеме, но также и в бакелитовой трубке.

При расчетах мощности дозы нами принималось значение коэффициента K_5 , полученное на основании формулы (6).

Поправочный коэффициент K_6 учитывает ослабление излучения в слое x воздуха между центром эффективной области поглощения γ -квантов и центром измерительного объема. Определение смещения x [17] производилось на основании расчета пространственного и энергетического распределения электронов отдачи с учетом изменения ионизирующей способности электронов вдоль пробега. На рис. 7 дана зависимость значения коэффициента K_6 от энергии измеряемого излучения (прямая 2).

Экспериментальная проверка выполнения условий воспроизведения рентгена

Исследование эталонных камер Великобритании и США [18, 19] показало наличие в некоторых из них систематических погрешностей за счет поперечного искажения электрического поля в камере и недоиспользования энергии электронов на ионизацию.

Выравнивание электрического поля в данной эталонной установке достигается наличием защитных электродов (рис. 1), длина которых выбрана на основании расчета электрического поля в камере [6]. Для проверки того, что отклонение силовых линий от перпендикуляра к электродам не превышает расчетной величины 0,05 см, по обе стороны

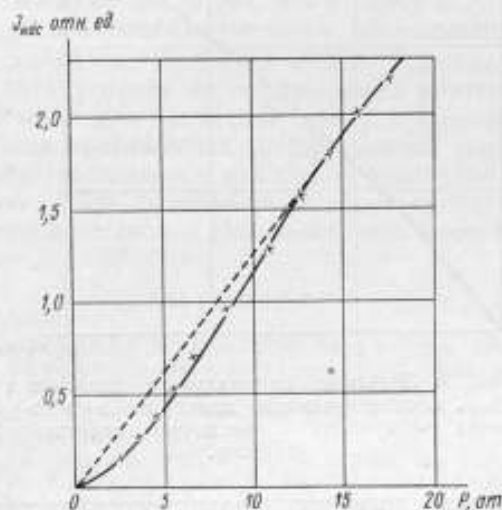


Рис. 8. Зависимость тока насыщения от давления для γ -излучения Na^{24} .

камеры был установлен дополнительно делитель напряжения (перпендикулярно направлению распространения фотонов) и производилось измерение ионизационного тока от γ -излучения Co^{60} с делителем и без него. Измерения производились в условиях повышенного давления воздуха так, чтобы электроны, выбиваемые из проволок делителя напряжения, не попадали в собирающую область камеры.

Получение одного и того же значения ионизационного тока как без делителя, так и с делителем свидетельствует об отсутствии заметного для измерений искажения электрического поля в камере.

Проверка верхнего предела энергии излучения, которое может быть измерено с помощью эталонной установки, была проделана путем измерения γ -излучения Na^{24} (энергии γ -квантов 1,38 и 2,76 Мэв) при различном давлении P воздуха в камере. Результаты измерений представлены на рис. 8. По оси ординат отложен ток насыщения $J_{\text{нас}}$ в камере с учетом поправок на температуру и ослабление излучения в воздухе, по оси абсцисс — давление воздуха в камере (в ат). Как видно из рис. 8, начиная с давлений 13 ат, имеет место пропорциональная зависимость между $J_{\text{нас}}$ и давлением воздуха в камере. Это указывает на то, что, начиная с давлений 13 ат, полностью

используется ионизирующая способность электронов, возникающих при поглощении γ -квантов данной энергии.

На рис. 9 показаны минимальные значения давления воздуха в камере, начиная с которых выполняются условия воспроизведения рентгена для излучений с различной энергией квантов. Данные были получены экспериментальным путем в результате измерений γ -излучений Cr^{51} , Cs^{137} , Co^{60} и Na^{24} .

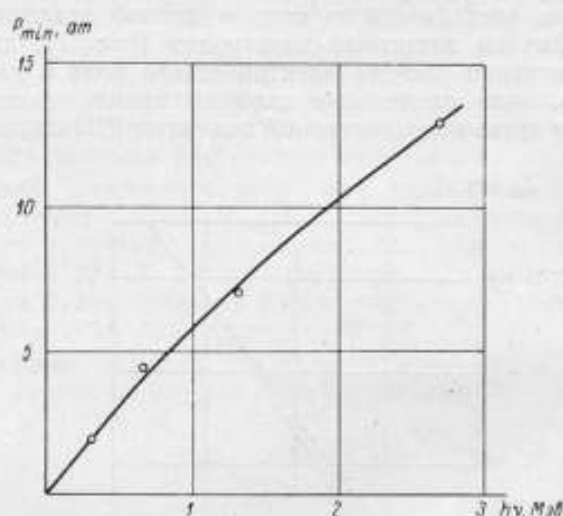


Рис. 9. Значение минимального давления P_{min} , обеспечивающего измерение в рентгенах γ -излучения с различной энергией квантов.

Экспериментальная проверка правильности расчета поправочного коэффициента K_6 была проделана путем измерения γ -излучения Cr^{51} при различных давлениях воздуха в камере. Как видно из таблицы, введение в значение тока насыщения поправки на рассеянное излучение уменьшает разброс в значениях тока насыщения, приведенных к 0°C и 760 мм рт. ст.

P , ат	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,9	9,1	10,2
$K_1 K_2 \cdot J_{нас}$	1,73	1,72	1,76	1,71	1,76	1,77	1,76	1,77
$K_1 K_2 K_3 \cdot J_{нас}$	1,73	1,72	1,75	1,70	1,75	1,75	1,74	1,74

Удобным методом выявления систематических ошибок при измерениях является сравнение двух различных независимых установок. Нам представилось возможным произвести косвенные сравнения с данными измерений на эталонной установке Национального бюро стандартов США по численному значению γ -постоянной Co^{60} . Измерения препарата Co^{60} (имеющего поправку на самопоглощение 0,97) в Национальном бюро стандартов США дало значение γ -постоянной, равное $\Gamma(\text{Co}) = 12,7 \text{ р/ч} \cdot \text{мкюри} \cdot \text{см}$ [14]; при этом погрешность измерения мощности дозы была оценена равной $\pm 1,8\%$; погрешность измерения активности $\pm 1\%$ [14].

Измерение $\Gamma(\text{Co})$ во ВНИИМ с препаратом Co^{60} , имеющим примерно такую же поправку на самопоглощение, дало значение $\Gamma(\text{Co}) = 13,0 \text{ р/ч} \cdot \text{мкюри} \cdot \text{см}$; при этом погрешность измерения мощности дозы P равна $\pm 2\%$, погрешность измерения активности $\pm 1,5\%$ [20].

Как видно из приведенных данных, значения γ -постоянных согласуются в пределах погрешности измерений.

Выводы

1. В результате измерений β -излучения S^{35} и γ -излучения Co^{60} показано, что соответствующие токи насыщения, возникающие в камерах с давлением воздуха до 20 ат, могут быть вычислены по методу Яффе — Занстра со значениями разности потенциалов на электродах камеры от 6–8 до 18 кв. При этом нужно принимать $C = 1,24 \cdot 10^{-4}$.

2. Показано, что условие воспроизведения рентгена на эталонной установке выполняется для излучений с энергией квантов до 3 Мэв.

3. При учете всех поправочных коэффициентов значение γ -постоянной Co^{60} , измеренное с помощью эталонной установки ВНИИМ, совпадает с точностью 2,5% со значением постоянной Co^{60} , измеренной с помощью эталонной установки Национального бюро стандартов США.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaye G. W. and Binks W., Proc., Roy. Soc., v. 161A, 1937, p. 564.
2. Taylor L., Singer G., and Charlton A., J. Research NBS, v. 21, № 1, 1938.
3. Taylor L. and Singer G., J. Research NBS, v. 24, № 3, 1940; Am. J. Roentgenol. Radium Therapy, v. 44, № 3, 1940, p. 423.
4. Grove G. R., J. Research NBS, v. 48, № 2, 1952.
5. Аглинцев К. К., Караваев Ф. М., Константинов А. А., Остромухова Г. П., Хольнова Е. А., Эталонирование радиоактивных препаратов, «Атомная энергия», № 2, 1956.
6. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Юдин М. Ф., Образцовая установка для измерения в рентгенах γ -излучения с энергией квантов до 1,5 Мэв, Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957.
7. Spenser L. V., Phys. Rev., v. 98, 1955, p. 1609.
8. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1957.
9. Рождественская Т. Б., Панкратов Г. Ф., Метод и аппаратура для измерений сопротивления до 10^4 ом , «Измерительная техника», № 5, 1958.
10. Kara-Michaelova E. and Leo D. E., Cambridge Phil. Soc. Proc., № 36, 1940, p. 101.
11. Zanstra H., Physika, № 2, 1935, p. 817.
12. Jaffe G., Ann. d. Phys., Bd. 42(4), 1913, S. 303; Le radium, t. 10, 1913, p. 126.
13. Линник Ю. В., Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений, Физматиздат, 1958.
14. Wusckoff H. O., J. Research NBS, v. 64C, № 2, 1960.
15. Аглинцев К. К., Балон З. П., Караваев Ф. М., Константинов А. А., Остромухова Г. П., Хольнова Е. А., Эталонные измерения в области ионизирующих излучений, Сборник докладов на 2-й конференции по измерительной технике в Будапеште, ноябрь 1958 г.
16. Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements 1956 NBS, Handbook 62, 1957.
17. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Воспроизведение рентгена в области γ -излучений с энергией квантов 0,25–3 Мэв, «Атомная энергия», № 1, 1959.
18. Wusckoff H. O., Aston G. H., Smith E. E., Brit. J. Radiol., v. 27, 1954, p. 325.
19. Attix F. H., de la Vergne L., J. Research NBS, v. 53, 1954, p. 393.
20. Аглинцев К. К., Хольнова Е. А., Дифференциальный калориметр для измерения активности препаратов по их γ -излучению, Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957.

Поступила в редакцию
30/III 1960 г.

Е. П. АНДРЕЕВ, С. С. РОДИОНОВ, И. А. ЯРИЦЫНА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Исследован люминисцентный детектор медленных нейтронов [1]. При мощности дозы $5 \cdot 10^3$ мкр-сек⁻¹ он практически не чувствителен к γ -лучам. Эффективность детектора к тепловым нейтронам найдена равной 4,7%.

Высокоэффективные люминисцентные детекторы медленных нейтронов, созданные Т. В. Тимофеевой [1, 2], находят все более широкое применение. В 1959 г. во ВНИИМ было проведено исследование некоторых характеристик плоского детектора медленных нейтронов этого типа.

Для нас представляло особый интерес определение эффективности этого детектора, а также определение чувствительности его к γ -лучам. Испытывали этот детектор,

Рис. 1. Блок-схема установки для испытания детектора.

Д — детектор; *ФЭУ-19 м* — модернизированный фотоумножитель; *ШУ* — широкополосный усилитель типа „Сирень“; *ПС-10000* — пересчетное устройство типа „Флокс“; *ВС-10* — блок питания.

Блок-схема установки, на которой представлена на рис. 1.

После наладки установки с помощью $Po - Be$ -нейтронного источника была проверена чувствительность детектора к γ -лучам. В работе Т. В. Тимофеевой и С. П. Хормушко [2] определялась эффективность этого детектора и чувствительность его к γ -лучам при мощности дозы, создаваемой препаратом радия и равной 300 мкр-сек⁻¹.

Работа этого детектора проверена в значительно более жестких условиях. При измерениях с применением $Ra - Be$ -нейтронных источников приходится иметь дело со значительными мощностями доз γ -излучения, как правило превышающими 10^3 мкр-сек⁻¹. Поэтому во ВНИИМ были проведены специальные опыты с источником γ -лучей. В качестве такового использовался препарат Co^{60} 25 мг-экв радия. При этом мощность дозы, создаваемая препаратом Co^{60} , равнялась 5000 мкр-сек⁻¹, т. е. примерно равнялась мощности дозы, создаваемой γ -излучением $Ra - Be$ -нейтронного источника в нашей геометрии.

Как видно из рис. 2, импульсы от γ -лучей Co^{60} практически полностью отсекаются при напряжении записания 3 в. На рис. 3 представлена зависимость числа отсчетов N установки от напряжения записания U_3 для $\text{Po}-\text{Be}$ -нейтронного источника в присутствии источника Co^{60} и без него при мощности дозы излучения $5 \cdot 10^5 \text{ мкр} \cdot \text{сек}^{-1}$. Таким образом, можно сделать вывод, что и при таких больших мощностях доз сцинтиляционный детектор медленных нейтронов этого типа может быть использован.

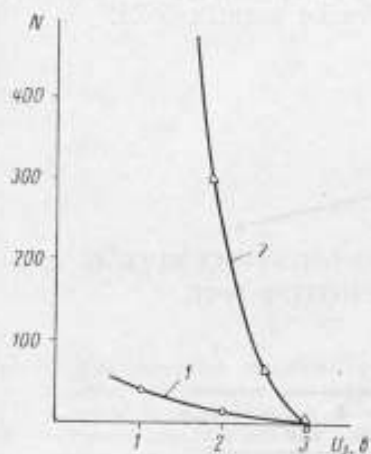


Рис. 2. Кривые записания фона (1) и излучения Co^{60} (2).

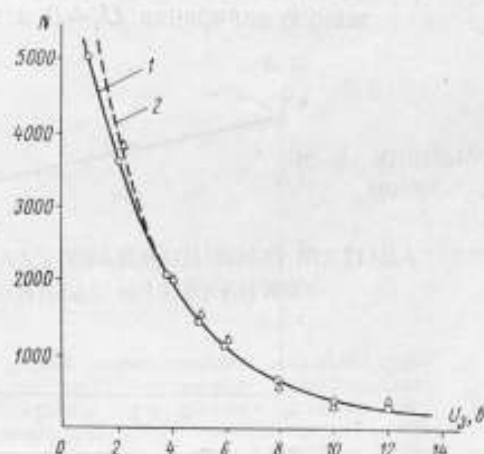


Рис. 3. Кривая записания для $\text{Po}-\text{Be}$ -нейтронного источника без кобальта (1) и в присутствии Co^{60} (2).

Затем была определена эффективность детектора. По-видимому, наше понятие эффективности детектора совпадает с понятиями Т. В. Тимофеевой и С. П. Хормушко [3], однако они называют его или «коэффициентом счета» или «счетностью детектора».

Эффективность детектора к тепловым нейтронам мы определяли по отношению числа сосчитанных установкой импульсов к числу тепловых нейтронов, прошедших через детектор за тот же промежуток времени.

Для определения потока тепловых нейтронов, прошедших через детектор, мы находили абсолютную активность индиевой фольги, помещенной непосредственно на детектор, при помощи 4π -счетчика. Эта установка и методика работы на ней описаны в статье А. А. Константинова [4].

Как известно, в результате активации In^{115} получается In^{116} с периодами полураспадов 54,3 мин и 13 сек. Секундная активность автоматически исключалась, так как от конца облучения до начала измерения проходило более 15 мин.

Время облучения индиевой фольги было достаточным для получения насыщенной активности. Для определения части активности, связанной тепловым, а не резонансным нейтронам, мы брали отношение активности индиевой фольги к активности фольги, закрытой кадмием.

Поток тепловых нейтронов, активировавших индиевую фольгу, определялся в соответствии с работами Кунца, Гринфельда и Ярретт [5, 6].

При определении активности индиевой фольги вводились поправки на самопоглощение β -частиц в фольге, на счет γ -излучения в счетчике и на конкретную геометрию при измерениях в 4π -счетчике.

С учетом этих поправок определялась активность индиевой фольги, которая использовалась для получения значения потока тепловых нейтронов Φ_T .

Выражение для эффективности детектора имеет вид

$$\varepsilon = \frac{N_0 \cdot 100}{\Phi_T S},$$

где N_0 — число сосчитанных установкой импульсов за 1 мин, определенное путем экстраполяции кривой записания (рис. 4) к напряжению записания $U_s = 0$ и полученное равным 5624.

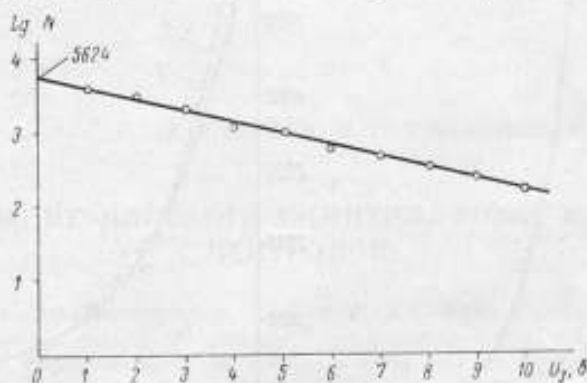


Рис. 4. Определение значения N_0 экстраполяцией $\lg N$ к $U_s = 0$.

Учитывая площадь фотокатода $S = 9 \text{ см}^2$ и считая чувствительность его равномерной, мы получаем эффективность детектора медленных нейтронов, принимая во внимание величину потока тепловых нейтронов Φ_T , равную по расчету $1,3 \cdot 10^4 \text{ нейтронов} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$:

$$\varepsilon = \frac{5624 \cdot 100}{1,3 \cdot 10^4 \cdot 9} = 4,7\%.$$

Погрешность определения эффективности плоского сцинтиллятора медленных нейтронов в основном обусловлена погрешностью абсолютного β -счета на 4π -счетчике и для нашего случая составляет 6%. Таким образом, эффективность детектора к тепловым нейтронам ε равна

$$\varepsilon = (4,7 \pm 0,3)\%.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимофеева Т. В., Детектор медленных нейтронов, «Атомная энергия», № 8, 1957.
2. Тимофеева Т. В., Хормушко С. П., Экраны для регистрации медленных нейтронов, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXII, 1958, стр. 14.
3. Тимофеева Т. В. и Хормушко С. П., Новые данные о детекторе медленных нейтронов, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXIII, 1959, стр. 1283.
4. Константинов А. А., Абсолютный счет β -частиц, Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957.
5. Koontz R., Greenfield M. and Jarrett A., NAA-SR, part II, 1955, p. 1137.
6. Greenfield M., Koontz R. and Jarrett A., Nuclear Science and Engineering, v. 4, 1958, p. 563.

Поступила в редакцию
20.IV 1960 г.

И. А. ЯРИЦЫНА
ВНИИМ

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ АКТИВАЦИОННОГО МЕТОДА ПРИ ФОТОНЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Для изучения жестких γ -лучей малой интенсивности проведено сравнение активации различных элементов. Существенное преимущество перед другими имеют методы активации перманганата калия и йодистого этила в связи с возможностью выделения радиоактивных атомов Mn и J по реакции Сцилларда — Чалмерса. Это позволяет обнаруживать γ -лучи интенсивностью до 10^{-7} — 10^{-8} кванта на распад.

Нередко приходится иметь дело с радиоактивными веществами, в спектрах которых имеются жесткие γ -лучи малой интенсивности.

Изучение этих γ -лучей при помощи магнитных или сцинтилляционных спектрометров сопряжено с некоторыми трудностями. Как известно, при помощи магнитных спектрометров можно изучать γ -линии, интенсивность которых, как правило, составляет не менее 10^{-3} кванта на распад.

Люминесцентные γ -спектрометры также не дают существенных преимуществ в этом случае, так как сцинтилляционный кристалл загружается многочисленными импульсами от более мягких γ -лучей, имеющих значительно большую интенсивность (даже при весьма незначительной активности препарата).

Следует отметить, что в последние годы при помощи γ -гидроскопа [1, 2] удалось продвинуться далеко вперед в изучении жестких γ -лучей малой интенсивности. Однако создание такого прибора — задача достаточно большая и сложная.

Изучение жестких γ -лучей малой интенсивности фотонейтронным методом, помимо простоты, дает и другое несомненное преимущество: все γ -лучи с энергией ниже порога фотонейтронной реакции совершенно не принимают участия в создании фотонейтронов. Поэтому, применяя методы, при помощи которых можно измерять малое количество нейтронов, и увеличивая количество исходного радиоактивного вещества, удается обнаруживать γ -лучи, возникающие в количестве менее 10^{-7} кванта на распад.

При выборе методики фотонейтронных измерений необходимо учитывать не только абсолютную чувствительность того или другого метода,

но и особенности такого рода задачи — большие размеры фотонейтронного источника и наличие сильного γ -излучения.

Возможность применения для этих целей борных счетчиков или борных камер ограничена тем, что большая доза γ -излучения, создаваемая источниками высокой активности, может существенно повысить фон. Активационные методы совершенно свободны от этого недостатка.

Как известно, ряд распространенных и доступных элементов имеет довольно высокое сечение активации тепловыми нейтронами. Можно помещать пластинки из этих веществ рядом с фотонейтронным источником и получающуюся активность измерять при помощи счетчика или ионизационной камеры.

Одним из наиболее удобных индикаторов нейтронов является серебро, хорошо активирующееся и имеющее подходящий для экспериментатора период полураспада. Серебро представляет собой смесь изотопов Ag^{107} (51,35%) и Ag^{109} (48,65%). После захвата нейтрона образуется изотоп Ag^{108} с периодом полураспада 2,3 мин, Ag^{110} с периодом полураспада 24 сек и Ag^{110*} с периодом полураспада около 250 дней. Можно выбрать такие условия облучения и измерения, что получающаяся активность будет почти полностью связана с короткопериодным Ag^{110} . Применение этой методики ограничено необходимостью использования тонких слоев серебра. Для регистрации основной части вылетающих β -частиц надо брать пластинку толщиной около 0,1 мм. Увеличение размеров пластинки ограничено площадью боковой поверхности счетчика. Как показали проведенные во ВНИИМ эксперименты, при помощи серебряной фольги можно изучать γ -лучи интенсивностью не менее 10^{-4} кванта на распад.

Следует выяснить, является ли серебро наилучшим индикатором нейтронов, нельзя ли заменить его другим, более эффективным веществом. В свое время Амальди и Ферми [3], Ваттенберг [4], Флюарти и Дейч [5] и Вильсон [6] применяли для детектирования нейтронов, кроме серебра, также родий, марганец, индий, иридий, диспрозий и йод. В последнее время для абсолютных измерений часто применяют золото и ванадий.

Для того чтобы дать ответ на вопрос о том, является ли серебро наилучшим индикатором медленных нейтронов и нельзя ли его заменить другим, более эффективным веществом, приведем таблицу, в которой для всех перечисленных выше веществ вычислены произведения

$$A = \sigma_{\text{акт}} \lambda d_{1/2}$$

где $\sigma_{\text{акт}}$ — сечение активации рассматриваемого изотопа тепловыми нейтронами при облучении нормальной смеси изотопов;

λ — постоянная распада;

$d_{1/2}$ — слой половинного ослабления β -частиц данного изотопа.

Указанному произведению приблизительно пропорциональна начальная активность бесконечно толстой мишени, до насыщения облучаемой нейтронами. Для сравнения приведем также значения

$$B = \sigma_{\text{акт}} d_{1/2}$$

Сравнительные данные по активации различных элементов приведены в таблице.

Мишень	Активный изотоп	Период полураспада	$\sigma_{\text{зах}} \cdot 10^{-24}, \text{см}^2$	$d_{\text{ф}}, \text{см}$	A в отн. ед.	B в отн. ед.
Серебро	Ag ¹¹⁰	24 сек	55	0,02	36 000	13
Марганец	Mn ⁵⁶	2,59 ч	13	0,02	16	2
Родий	Rh ¹⁰⁴	42 сек	140	0,01	32 000	20
Индий	In ¹¹⁶	54 мин	150	0,01	190	9
Золото	Au ¹⁹⁸	2,7 дня	96	0,004	1	4
Йод	I ¹²⁸	25 мин	6	0,03	70	1,5
Диспрозий	Dy ¹⁶³	139 мин	770	0,01	450	54
Иридий	Ir ¹⁹⁴	19 ч	80	0,01	5	5
Ванадий	V ⁵²	3,8 мин	4,5	0,03	400	1

Как видно из этой таблицы, наиболее подходящими для наших целей являются серебро и родий.

В тех случаях, когда нас не лимитирует время облучения, можно использовать серебро, родий, индий и диспрозий приблизительно с одинаковым успехом.

Анализируя данные таблицы, приходится констатировать, что все перечисленные выше вещества не дают преимуществ по сравнению с серебром и не могут быть рекомендованы для обнаружения жестких γ -лучей малой интенсивности. Поэтому особого внимания заслуживает подробное рассмотрение метода активации марганца в растворе перманганата калия и метода активаций йодистого этила в связи с тем, что, используя реакцию Сцилларда — Чалмерса [7], удастся отделить радиоактивные атомы Mn или J от неактивных и таким образом значительно повысить чувствительность метода.

Активация и обогащение марганца

В этом методе фотонейтронный источник окружают водным раствором перманганата калия KMnO_4 . Атомы Mn^{55} , захватившие нейтроны, превращаются в радиоактивный изотоп Mn^{56} , имеющий период полураспада 2,59 ч. Существенным свойством Mn^{56} является его способность при фильтрации осаждаться на фильтре в виде MnO_2 , в то время как неактивный раствор проходит через фильтр. Опыт показывает, что почти все активные атомы марганца при фильтрации осаждаются на фильтре. По данным А. Н. Мурина и В. Д. Нефедова [8], фактор концентрирования активного марганца при фильтрации раствора через стеклянный фильтр доходит до 10^5 .

В наших измерениях обычно применялся 4%-ный раствор KMnO_4 , в который погружали блок Be или D_2O с источником γ -лучей. Облученный раствор фильтровали через бумажные фильтры, которые сжигали, после чего активность зола измеряли β -счетчиком в стандартных условиях. Принимая во внимание сравнительно большой период полураспада Mn^{56} , возможность длительного измерения активности и хорошую воспроизводимость результатов, при помощи этой методики можно изучать источники, имеющие жесткие γ -линии интенсивностью до 10^{-6} кванта на распад.

Следует отметить, что этим не исчерпываются возможности данной методики, так как в проводившихся во ВНИИМ измерениях [9] использовались сравнительно небольшие количества $KMnO_4$ (порядка 1 л). Оптимальное количество раствора $KMnO_4$ для данного фотонейтронного источника можно легко определить, измеряя эффект, получающийся при использовании одного и того же фотонейтронного источника и разных количеств $KMnO_4$.

Так, применяя одну и ту же ампулу радия, мы нашли, что при использовании 1 л D_2O и 500 г Be для получения наивыгоднейших условий следует брать (как видно из рис. 1 и 2, где N — количество отсчетов, пропорциональное активности раствора, V — количество раствора $KMnO_4$) соответственно 6 и 3 л 4%-ного раствора $KMnO_4$.

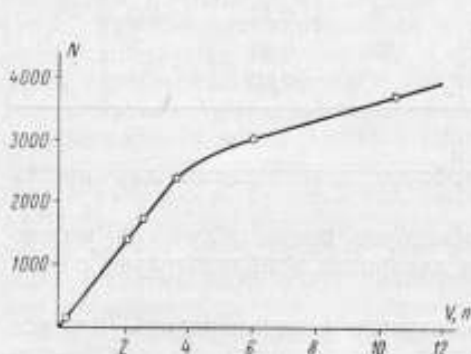


Рис. 1. Определение оптимального количества раствора $KMnO_4$ при использовании Ra и 1 л D_2O .

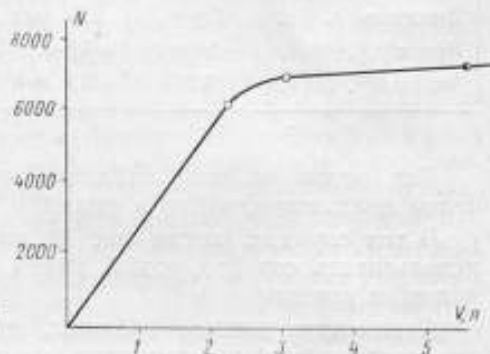


Рис. 2. Определение оптимального количества раствора $KMnO_4$ при использовании Ra и 500 г Be .

Таким образом, увеличивая количество окружающего фотонейтронный источник раствора, а также количество Be и D_2O , можно добиться при использовании источников большой активности увеличения чувствительности метода активации марганца еще на один порядок, т. е. данный метод можно применять для изучения жестких γ -лучей интенсивностью до 10^{-7} кванта на распад.

Активация и выделение йодистого этила

Йодистый этил C_2H_5J представляет собой тяжелую жидкость, не смешивающуюся с водой и не разлагающуюся в ее присутствии. При облучении йодистого этила нейтронами образуется радиоактивный йод J^{128} ($\tau = 25$ мин), который остается в жидкости в элементарной форме и не испытывает обмена с C_2H_5J . Вследствие этого J^{128} может быть экстрагирован из C_2H_5J при помощи процесса Сцилларда — Чалмерса. После выделения и перевода J^{128} в AgJ активность препарата измеряют при помощи β -счетчика. Условия осаждения AgJ должны быть особенно строго стандартизованы, так как осадок AgJ имеет свойство пенезироваться, т. е. переходить в раствор через фильтр, что будет проявляться в плохой воспроизводимости результатов. Поэтому при расчете выхода J^{128} на момент конца облучения следует вводить поправку не только на распад J^{128} (λ), но и на уменьшение его количества за счет обмена с C_2H_5J , т. е. вместо λ надо брать $\lambda + k$, где k — константа обменной реакции. Влияние обменной реакции на выход J^{128} может быть снижено добавлением J_2 к C_2H_5J перед облучением.

Этот метод в основных чертах совпадает с методом активации марганца, но имеет перед ним преимущества: гораздо больший процент нейтронов захватывается йодом, почти в четыре раза больше суммарное сечение активации в тонком слое.

Трудностью этого метода является необходимость работы со значительным количеством сильно летучей жидкости и необходимость химического выделения йода и приготовления AgI , что при количественных определениях требует большой работы по стандартизации процессов.

Если преодолеть перечисленные выше трудности, то в принципе этот метод можно применять для обнаружения жестких γ -лучей интенсивностью до 10^{-7} – 10^{-8} кванта на распад.

Как метод активации перманганата калия, так и метод активации йодистого этила являются одними из самых чувствительных методов детектирования нейтронов, что следует иметь в виду при выборе методики измерения слабых нейтронных потоков.

Выражаю искреннюю благодарность Б. С. Желепову за внимание к данной работе и ряд ценных указаний, а также В. А. Соколовой, принимавшей участие в исследовании метода активации марганца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Желепов Б. С., Гамма-годоскоп, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXI, 1957, стр. 1583.
2. Чубинский О. В., Гамма-годоскоп НИФИ ЛГУ, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXI, 1957, стр. 1583.
3. Amaldi E., Fermi E., Phys. Rev., v. 50, 1936, p. 899.
4. Wattenberg A., Phys. Rev., v. 71, 1947, p. 497.
5. Fluharty R., Deutch M., Phys. Rev., v. 76, 1949, p. 182.
6. Wilson R., Phys. Rev., v. 79, 1950, p. 1004.
7. Szilard L., Chalmers T., Nature, v. 134, 1934, p. 462.
8. Мурин А. Н. и Нефедов В. Д., Обогащение радиоактивных элементов методом ядер отдачи, «Успехи химии», т. XXI, 1952, стр. 534.
9. Желепов Б. С. и Ярицына И. А., Изучение жестких γ -лучей малой интенсивности при помощи фотонейтронного эффекта, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XX, 1956, стр. 343.

Поступила в редакцию
20/IV 1960 г.

С. И. СЛЕПЫШКОВ, М. Ф. ЮДИН

ВНИИМ

ПРИМЕНЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ДОЗИМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Приводятся результаты исследования сцинтилляционных методов измерения потоков быстрых нейтронов и описываются два созданных сцинтилляционных приемника этих нейтронов.

Применение сцинтилляционных детекторов в дозиметрии ионизирующих излучений, вообще, и нейтронного излучения, в частности, основано на том факте, что в результате поглощения излучения в любом веществе происходит возбуждение и ионизация его атомов и молекул.

Возвращение возбужденных и ионизированных атомов и молекул люминесцирующих веществ в основное состояние сопровождается испусканием света. Таким образом, можно говорить о наличии связи между интенсивностью люминесцентного свечения и поглощенной энергией излучения в данном люминофоре и, следовательно, дозой излучения в месте нахождения сцинтиллятора.

В связи с тем, что некоторая доля поглощенной сцинтиллятором энергии излучения идет на процессы, не связанные с испусканием света, существенной характеристикой любого сцинтиллятора является значение конверсионной эффективности η , под которой понимается отношение энергии созданного светового кванта $h\nu$ к средней энергии ϵ , затраченной ионизирующей частицей на создание этого кванта:

$$\eta = \frac{h\nu}{\epsilon}. \quad (1)$$

Ясно, что для данного сорта сцинтиллятора η зависит от природы и энергии ионизирующих частиц.

Как показали исследования [1—6], при увеличении удельной плотности ионизации, создаваемой ионизирующей частицей на своем пути в органическом сцинтилляторе, эффективность сцинтилляции падает. Уменьшение ее объясняется эффектами гашения люминесценции, которые можно разделить на мономолекулярные и бимолекулярные. Бимолекулярные процессы гашения происходят за счет взаимодействия возбужденных и ионизированных молекул. Ясно, что эти процессы наиболее вероятны при большей плотности ионизации и возбуждения.

Современная радиотехническая аппаратура позволяет регистрировать отдельные сцинтилляции, вызываемые элементарными актами поглощения отдельных частиц или фотонов. Для превращения световых импульсов в электрические и последующего их усиления сцинтиллятор всегда применяют совместно с фотоумножителем. При этом часть световых квантов, возникших под действием излучения в сцинтилляторе, не будет достигать катода фотоумножителя. Поэтому сцинтиллятор с данным фотоумножителем характеризуется коэффициентом выхода фотоэлектронов g , под которым понимается число созданных фотоэлектронов, приходящихся на один квант света, испущенный сцинтиллятором. Как показал опыт [7], величина g лежит в пределах $15 \div 60$ эв, а для лучших пар «сцинтиллятор — фотоумножитель» $g = \frac{1}{20}$. Она зависит от согласования максимальной спектральной чувствительности фотокатода умножителя с максимумом интенсивности спектра люминесценции, от прозрачности сцинтиллятора к свету собственной люминесценции, от геометрии расположения сцинтиллятора и фотокатода и от ряда других факторов.

Поэтому при регистрации нейтронного излучения с энергией нейтронов E полное число электронов N_p , возникающих в катоде фотоумножителя, можно определить по уравнению

$$N_p = \frac{E \mu g}{\varepsilon}, \quad (2)$$

где μ — коэффициент поглощения сцинтиллятором нейтронов данной энергии; он характеризует образование вторичных заряженных частиц.

При измерении доз быстрых нейтронов μ подсчитывается по формуле

$$\mu = \sum_i N_i \sigma_i f_i d, \quad (3)$$

где N_i — число атомов i -сорта в 1 см^3 сцинтиллятора;
 σ_i — сечение рассеяния быстрых нейтронов на атомах i -сорта;
 f_i — средняя доля энергии, теряемой нейтронами при столкновении с атомами i -сорта;
 d — толщина сцинтиллятора.

Суммирование должно производиться по атомам всех сортов, входящих в состав сцинтиллятора. Однако наиболее существенный вклад оказывают упругие столкновения нейтронов с атомами водорода ($\sim 90\%$ всей энергии, переданной нейтронами радиатору, приготовленному из тканезквивалентной пластмассы, падает на водород).

В данной работе ставилась задача исследовать сцинтилляционные методы измерения потоков быстрых нейтронов с целью изыскания возможности создания сцинтилляционного дозиметра быстрых нейтронов.

В отечественной и зарубежной литературе уже имеется значительное количество работ, посвященных люминесцентным методам регистрации ионизирующих излучений и сцинтилляционным спектрометрам [8—14].

В качестве сцинтиллятора в нашей работе использовался только мелкокристаллический сернистый цинк, активированный серебром $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Максимальная интенсивность высвечивания данного сцинтиллятора лежит в интервале длин волн $4500 \div 5200 \text{ \AA}$. Для увеличения эффективности регистрации быстрых нейтронов необходимо этот сцинтиллятор применять одновременно с водородсодержащим веществом.

Поэтому в начале исследовался метод нанесения сцинтиллятора на протонный радиатор. Как известно из литературных данных [15—17], эффективность регистрации протонов отдачи слоем ZnS (Ag) растет с увеличением толщины слоя до 20 мг/см^2 .

При дальнейшем увеличении слоя порошок ZnS (Ag) становится непрозрачным, и эффективность регистрации падает. Исходя из этого, в первоначальных опытах при разработке метода закрепления сцинтиллятора на протонном радиаторе работали с оптимальным слоем в 20 мг/см^2 ZnS (Ag). Сначала сцинтиллятор наносили с помощью прозрачного лака на полиэтиленовые диски толщиной 4,5 мм. Было обнару-

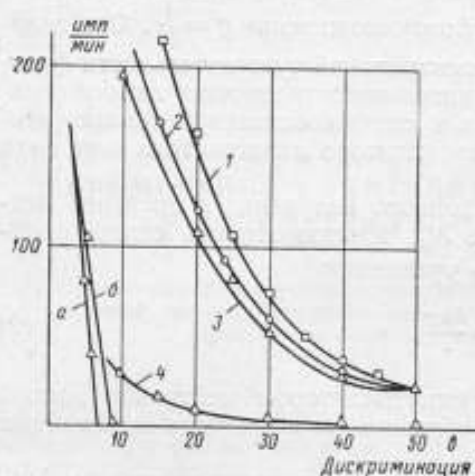


Рис. 1. Влияние лака на эффективность регистрации быстрых нейтронов.

1 — датчик в виде полиэтиленового диска с ZnS (Ag), нанесенным лаком; 2 — ZnS (Ag) просто нанесен на поверхность полиэтиленового диска; 3 — ZnS (Ag) нанесен лаком на стеклянную подложку в виде диска; 4 — ZnS (Ag) нанесен на такую же подложку.

а — счет из-за шума усилителя; б — счет при облучении γ -лучами Co^{60} .

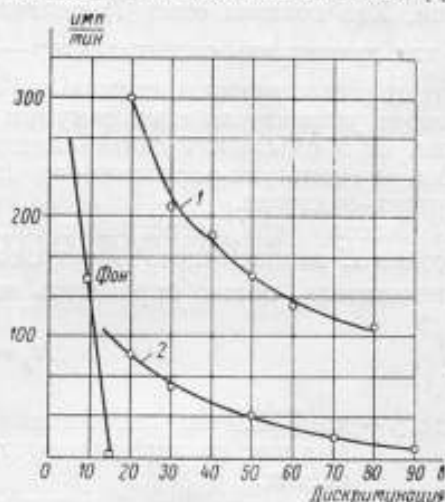


Рис. 2. Влияние способа закрепления ZnS (Ag) на эффективность регистрации нейтронов от (Po— α —Be)-источника. ZnS (Ag) нанесен: с помощью лака (1); с помощью плексигласа (2).

жено, что лак сильно влияет на эффективность регистрации быстрых нейтронов. Это иллюстрируется рис. 1. На этом рисунке по оси абсцисс отложен порог записывания дискриминатора в вольтах, по оси ординат — скорость счета в импульсах в минуту на выходе ФЭУ, сочлененного со сцинтиллятором, при облучении последнего быстрыми нейтронами.

Из сравнения кривых 3 и 4 видна роль лака при регистрации нейтронов. Увеличение счета импульсов (кривая 3) можно объяснить только тем, что лак содержит большое количество водорода. Кривая 4, в основном, объясняется реакцией $S(n, p)P$ [18] и регистрацией ядер отдачи элементов, входящих в состав стекла.

Для исключения влияния лака ZnS (Ag) наносили на протонные радиаторы следующим образом. Плексиглас растворяли в дихлорэтаноле и в этом растворе приготавливали однородную взвесь ZnS (Ag), а затем этой массой покрывали полиэтиленовые диски. После испарения дихлорэтана ZnS (Ag) прочно удерживался на поверхности полиэтилена. Влияние этого способа закрепления ZnS (Ag) на эффективность регистрации нейтронов от (Po— α —Be)-источника иллюстрируется рис. 2. Из рисунка видно, что влияние лака на эффективность регистрации значи-

тельно превосходит влияние плексигласа. Поэтому в дальнейших опытах ZnS (Ag) наносили с помощью раствора плексигласа в дихлорэтано.

Были изготовлены два детектора быстрых нейтронов. Первоначально исследовалась работа детектора, конструкция которого представлена на рис. 3. Как видно из рисунка, датчик представляет из себя цилиндр, набранный из плексигласовых пластин толщиной 1,5 мм. Для уменьшения эффективности регистрации γ -излучения между пластинами находились слои ZnS (Ag) толщиной 7 мг/см². Плексиглас являлся протонным радиатором и светопроводом. Один конец плексигласового цилиндра полировали и скрепляли с фотокатодом ФЭУ-19. Для регистрации импульсов, создаваемых нейтронами, использовали усилитель с дискриминатором типа «Сирень» и пересчетную установку ПС-10000. В качестве фотоэлектронного умножителя использовали ФЭУ с сурьмяно-цезиевым полупрозрачным фотокатодом, максимальная чувствительность которого лежит в области 350С+6000А.

Геометрические размеры детектора были выбраны в соответствии с работой [19]. С помощью этого многослойного детектора производились измерения потоков нейтронов от (Po- α -Be)-источника. Схема опыта представлена на рис. 4.

На рис. 5 представлены результаты этих измерений. Различия в скоростях счета для случаев 1 и 2 частично можно объяснить разными поперечными сечениями детектора, которые пересекает нейтронный поток. Кроме того, эта разница в скоростях счета объясняется также зависимостью эффективности регистрации нейтронов детектором от направления пучка нейтронов по отношению к расположению слоев сцинтиллятора. Это иллюстрируется рис. 6, из которого видно, что максимальная чувствительность такого детектора имеет место в том случае, если поток нейтронов падает перпендикулярно к поверхностям слоев сцинтиллятора. Опыт показал, что при пороге дискриминации 6 в данный детектор не чувствителен к γ -излучению Co⁶⁰. В пределах погрешности измерений (10%) данный детектор не чувствителен также к медленным нейтронам.

На рис. 7 представлена зависимость скорости счета от плотности нейтронного потока ($n/\text{см}^2\text{сек}$) в центре детектора при пороге дискриминации 6 в. Детектор был расположен по отношению к (Po- α -Be)-источнику нейтронов оптимальным образом.

На основании сравнения показаний данного детектора и дозиметра с тканезквивалентной ионизационной камерой [20] построен рис. 8.

Как видно из рис. 7 и 8, с помощью такого многослойного детектора, сочлененного со стандартной аппаратурой, можно уверенно измерять допустимые уровни доз быстрых нейтронов. Как показали вычисления и опыт [19], эффективность детектора такой конструкции пропорциональна энергии нейтронов в области от 0,2 до 5 Мэв с точностью до 10%. Поэтому при регистрации быстрых нейтронов с энергией 0,2÷5 Мэв данным детектором прибор можно проградуировать в единицах мощности нейтронной дозы (т. е. в $\text{нед}/\text{сек}$) в зависимости от скорости счета. Для нейтронов больших энергий также возможно оценить дозу, если

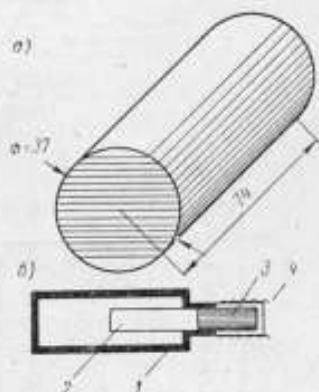


Рис. 3. Детектор быстрых нейтронов из плексигласовых пластин (а), сочлененный с ФЭУ-19 (б).

1 — колпак фотоумножителя; 2 — фотокатод ФЭУ-19; 3 — детектор; 4 — фотобульга.

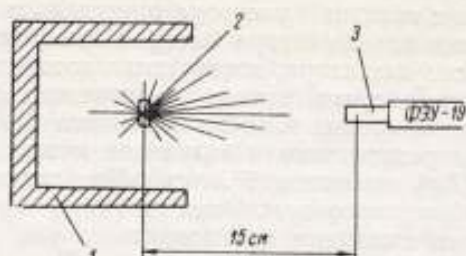


Рис. 4. Схема измерения потоков нейтронов от (Po-α-Be)-источника.
1 — парафиновый блок; 2 — источник нейтронов;
3 — детектор.

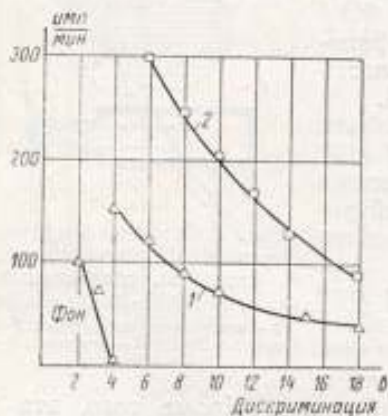


Рис. 5. Результаты измерения потоков нейтронов.
Слой сцинтиллятора расположен: параллельно оси пучка нейтронов (1); перпендикулярно оси (2).

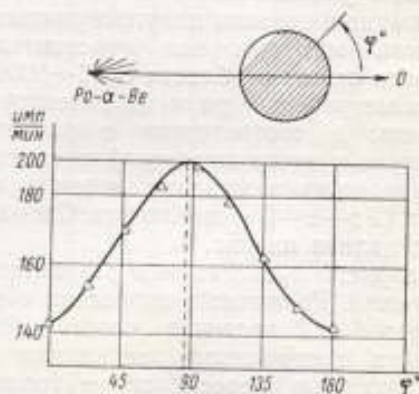


Рис. 6. Эффективность регистрации нейтронов в зависимости от расположения слоев детектора в пучке.

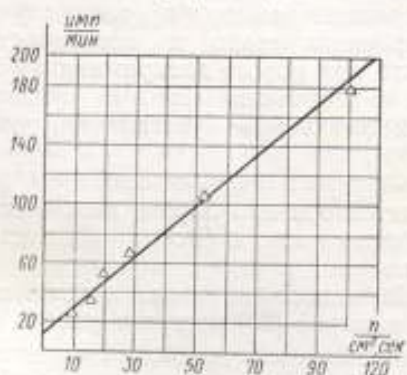


Рис. 7. Зависимость скорости счета от плотности нейтронного потока.

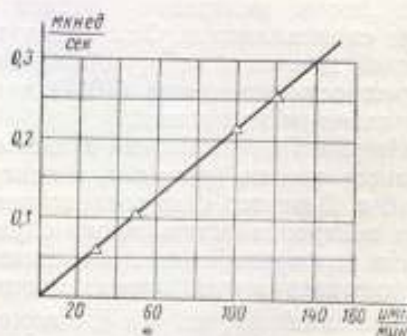


Рис. 8. Зависимость нейтронной дозы от скорости счета импульсов, создаваемых потоком нейтронов.

По оси абсцисс отложена скорость счета импульсов от исследуемого детектора при регистрации нейтронов, по оси ординат — мощность дозы нейтронного излучения в микронадах в минуту [2].

известна средняя энергия нейтронного излучения. Кроме только что описанного многослойного детектора, был создан сферический сцинтилляционный счетчик, изображенный на рис. 9.

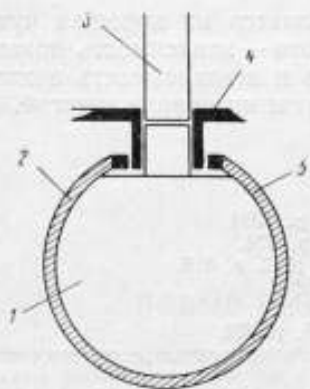


Рис. 9. Сферический сцинтилляционный счетчик.

1 - светопровод; 2 - тканезвончатая масса; 3 - ФЭУ-19м; 4 - кожух ФЭУ-19м; 5 - ZnS (Ag).

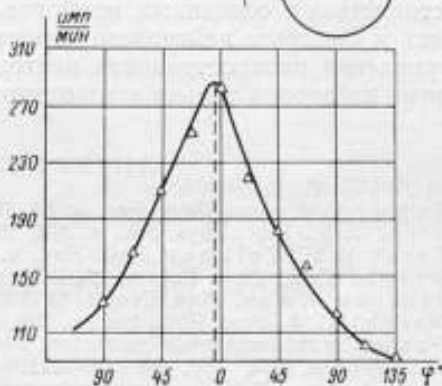
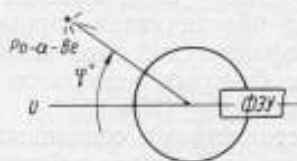


Рис. 10. Зависимость показаний сферического сцинтилляционного счетчика от его ориентации в пучке нейтронов.

В качестве радиатора протонов в этом счетчике применена тканезвончатая пластмасса. Внутренняя поверхность сферического протонного радиатора покрыта ZnS (Ag) толщиной 20 мг/см^2 . Сфера закреплена на кожухе фотоумножителя. Счетчик оказался чувствительным к направлению потока. Это можно объяснить тем, что с различных точек сферы фотокатод умножителя виден под различными углами. Зависимость показаний счетчика от его ориентации в пучке нейтронов представлена на рис. 10. Как видно из этого рисунка, счетчик обладает максимальной чувствительностью в том случае, если ось пучка нейтронов совпадает с осью светопровода и фотокатода. При пороге дискриминации 5 в данный счетчик не чувствителен к γ -излучению Co^{60} . Счетчик в пределах точности измерений не чувствителен также к медленным нейтронам.

На рис. 11 изображена зависимость скорости счета с этим счетчиком от плотности нейтронного потока в центре счетчика, рассчитанной по закону квадрата расстояний.

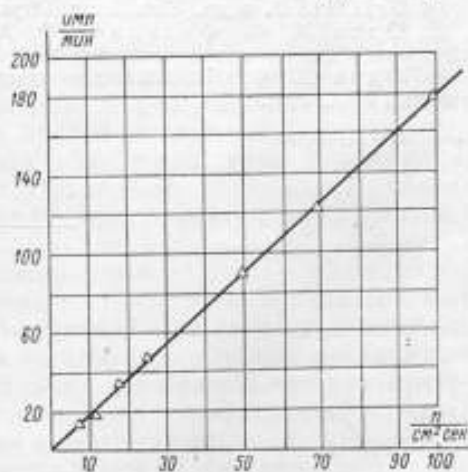


Рис. 11. Зависимость скорости счета сферического сцинтилляционного счетчика от плотности нейтронного потока.

Таким образом, в результате этой работы созданы:

1) многослойный сцинтилляционный приемник быстрых нейтронов, позволяющий измерять дозы нейтронов с энергией 0,2–5 Мэв с погрешностью $\pm 10\%$, начиная с мощностей доз от 0,1 мкнед/сек и выше. Прибор обеспечивает хорошую дискриминацию γ -излучения;

2) сферический сцинтилляционный приемник, позволяющий измерять потоки быстрых нейтронов плотностью от 10 н/см²сек и выше с погрешностью $\pm (10-15)\%$.

Достоинствами созданных приборов является их хорошая чувствительность к быстрым нейтронам, недостатком — зависимость показаний от направления распространения нейтронов и независимость показаний от энергии нейтронов только в довольно узком интервале энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor C. J. и др., Phys. Rev., v. 84, 1951, p. 1034.
2. Birki J. K., Proc. Phys. Soc., v. A64, 1951, p. 874.
3. Furst M. H., Kallman, Phys. Rev., v. 85, 1952, p. 816.
4. Wright C. J., Phys. Rev., v. 91, 1953, p. 1282.
5. Jackson J. и др., Phys. Rev., v. 89, 1953, p. 322.
6. Wright C. J., Proc. Phys. Soc., v. B69, 1956, p. 358.
7. Рамм, Сцинтилляционные детекторы, в кн. «Радиационная дозиметрия под ред. Хайна и Браунелла, ИЛ, 1958, стр. 210–211.
8. Тимофеева Т. В., Детектор медленных нейтронов, «Атомная энергия», № 8, 1957.
9. Белов И. П. и др., Аппаратура индивидуального люминесцентного дозиметрического контроля ИЛК-3, ПТЭ, № 4, 1959.
10. Hoifstadter R., Mc Intyre J. A., Phys. Rev., v. 78, 1950, p. 619.
11. Albert R. D., Rev. Sci. Instr., v. 24, 1953, p. 1096.
12. Putman, Taylor W. H., Journ. Appl. Rad. Isotops, v. 1, 1957, p. 315.
13. Hooglboom A. M., Nucl. Instr., v. 3, 1958, p. 57.
14. Morton G. A., Electronique Nucl., Wien., 1959, p. 373.
15. Бирке Дж., Сцинтилляционные счетчики, ИЛ, 1955.
16. Thompson G., Nucleonics, v. 12 (№ 5), 1954, p. 43.
17. Skojoidebrand J., Nuclear Energ., v. 1, 1955, pp. 299–305.
18. Keeping G. R., Rev. Sci. Instr., v. 25, 1954, p. 130.
19. Griffiths J. и др., Can. Journ. Phys., v. 37, 1959, pp. 858–885.
20. Юдин М. Ф., Филиппов О. А., Трансэквивалентный дозиметр быстрых нейтронов, «Измерительная техника», № 4, 1961.
21. Юдин М. Ф., Единица для измерения нейтронной дозы, «Измерительная техника», № 1, 1961.

Поступила в редакцию
26/V 1960 г.

А. Ф. ДРИЧКО, Л. П. ЖУКОВСКАЯ,
Ф. М. КАРАВАЕВ, С. А. РУСИНОВА

ВНИИМ

НОВЫЕ РАБОЧИЕ ЭТАЛОНЫ РАДИЯ

Статья содержит описание новых рабочих эталонов радия с содержанием радия-элемента от 1 до 200 мкг и процедуры их сравнения с государственным эталоном радия СССР.

С открытием искусственной радиоактивности и, особенно, после организации широкого производства большого числа радиоактивных изотопов радий в значительной степени утратил свое прежнее значение, которое он сохранял в течение почти полувека, будучи практически основным источником γ -излучения. Тем не менее в настоящее время препараты радия находят еще довольно широкое применение, но в основном уже не в качестве источников γ -лучей, а главным образом как средство для определения радиовых γ -эквивалентов других радиоактивных препаратов. Величина радиового γ -эквивалента остается до сих пор весьма удобной для практики и легко определяемой характеристикой внешнего γ -излучения препарата и в ряде случаев оказывается предпочтительной перед другими характеристиками. Существующая зависимость величины радиового γ -эквивалента от условий измерения (присущая, впрочем, и другой характеристике внешнего излучения радиоактивного препарата — мощности дозы γ -излучения) может быть исключена, если будут установлены стандартные условия измерения, соответствующие условиям практического использования препаратов.

Воспроизведение единицы радиового γ -эквивалента — миллиграмм-эквивалента радия — осуществляется государственным (первичным) эталоном радия [1]. Порядок передачи размера этой единицы эталонным, образцовым и рабочим препаратам регламентирован соответствующей поверочной схемой [2]. Согласно этой схеме, непосредственно по государственному эталону радия (путем сличения на ионизационной камере) градуируются рабочие эталоны радия с содержанием радия-элемента от 1 до 500 мкг. Эталоны с меньшим содержанием радия градуируются путем сравнения с помощью ионизационной камеры или счетчиков с разбавившимися до соответствующего уровня препаратами радона, предварительно сличенными с государственным эталоном радия. Значение радиовых γ -эквивалентов препаратов радона на момент сравнения с рабочими эталонами радия вычисляется по известному с достаточной точностью периоду полураспада радона. Рабочие эталоны радия, в свою

очередь, используются для градуировки образцовых препаратов радия, которыми оснащаются поверочные лаборатории, производящие поверку рабочих радиоактивных препаратов.

Первые рабочие эталоны радия ВНИИМ были изготовлены в 1924 г. [1]. Геометрические размеры ампул этих эталонов и состав стекла были выбраны близкими к принятым в то время для изготовления вторичных международных эталонов радия. Содержание радия-элемента в рабочих эталонах, измеренное в лаборатории Кюри в Париже в 1924 г., было: № 1—19,46 мг и № 2—5,755 мг.

После получения во ВНИИМ в 1928 г. двух вторичных международных эталонов радия № X и XI, из которых эталон № XI был затем утвержден в качестве государственного эталона радия СССР, а эталон № X — в качестве эталона-свидетеля, рабочие эталоны № 1 и 2 были сравнены с ними. В последующие годы сравнения периодически повторяли. Вплоть до 1958 г. рабочие эталоны № 1 и 2 использовали при поверках радиоактивных препаратов и в течение ряда лет они полностью удовлетворяли потребности ВНИИМ.

К настоящему времени возраст этих эталонов достиг 37 лет, вследствие чего давление газа внутри ампул настолько возросло, что может произойти внезапный разрыв ампулы, стенки которой под действием постоянной бомбардировки α -частицами в значительной степени утратили первоначальную прочность. Это обстоятельство вызвало необходимость замены старых рабочих эталонов новыми эталонными образцами. Кроме того, для расширения диапазона измерений радиевых γ -эквивалентов как в сторону больших, так и в сторону малых его значений, необходимо было создать набор рабочих эталонов с содержанием радия от 10^{-4} до 500 мг, как это предусмотрено поверочной схемой.

В связи с изложенным в 1957 г. было возбуждено ходатайство об изготовлении для ВНИИМ набора рабочих эталонов радия по специальным техническим условиям, разработанным комиссией специалистов с участием представителя ВНИИМ. В 1958 г. были изготовлены и доставлены во ВНИИМ 18 препаратов с содержанием радия от 0,015 до 200 мг. В 1959 г., после проверки препаратов на герметичность, было произведено сличение препаратов с содержанием радия от 1 до 200 мг с государственным эталоном радия.

Ниже приводится описание новых рабочих эталонов радия и процедуры их градуировки.

Описание рабочих эталонов

Новые рабочие эталоны радия изготовлены по техническим условиям, основными пунктами которых являются следующие:

а) номинальное содержание радия-элемента в эталонах: 500, 200, 100, 25, 10, 5, 1, 0,1; 0,01; 0,001 мг;

б) допустимое отклонение действительного значения содержания радия-элемента от номинала не более 20%;

в) препараты должны быть изготовлены из порошка безводного бромистого радия; должно быть полностью исключено присутствие мезотория (допустимая примесь — не более 0,1% по γ -излучению), примесь бария не должна превышать 1%;

г) в соответствии с техническими условиями радиевые препараты должны быть запаяны в одинарные ампулы из стекла, не содержащего бора; ампулы должны быть заключены в съемные футляры из сплава платины (90%) и иридия (10%) с толщиной стенок $0,5 \pm 0,025$ мм.

Особо был рассмотрен вопрос о размерах ампул рабочих эталонов.

Так же как и старые рабочие эталоны, новые эталоны радия по габаритам ампул и сорту стекла должны, по возможности, приближаться к государственному эталону радия. Однако в связи с предстоящей заменой существующего государственного эталона радия новым эталоном было целесообразно изготовить новые эталоны, ориентируясь на будущий государственный эталон.

Для использования в качестве нового государственного эталона радия в 1957 г. был получен препарат радия № 5427, изготовленный в 1934 г. О. Хенигшмидом по поручению Международного комитета по эталонам радия вместе с 19 аналогичными препаратами, предназначенными для распределения между различными странами в качестве национальных эталонов радия.

Препарат № 5427 представляет собой ампулу из богемского стекла со стенками толщиной 0,27 мм, внутренним диаметром 3 мм и длиной около 40 мм, содержащую 27,96 мг чистого безводного хлористого радия. Содержание радия-элемента в этом препарате на 1934 г. было 21,28 мг.

По техническим причинам не представилось возможным изготовить ампулы для новых эталонов радия, полностью идентичные ампуле препарата № 5427. В частности, оказалось невозможным найти трубки из богемского стекла. Поэтому для новых эталонов были использованы применяемые в Советском Союзе для препаратов радия ампулы из

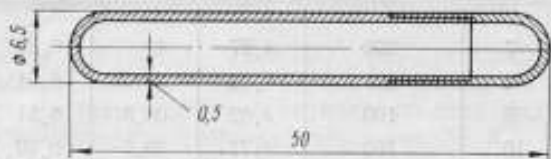


Рис. 1.

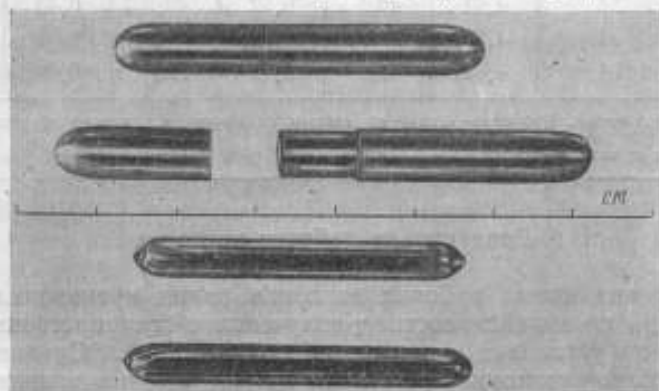


Рис. 2.

стекла марки Ц-32, не содержащего бора. Внутренний диаметр ампул $3,6 \pm 0,1$ мм и толщина стенок $0,5 \pm 0,1$ мм; длина ампул была задана в пределах 38 ÷ 42 мм. Так как сравнение новых рабочих эталонов радия с государственным эталоном производилось при фильтрации γ -излучения свинцовой стенкой камеры толщиной 2 см, практически полностью поглощавшей мягкий компонент γ -спектра, различие в толщине стенок ампул сравниваемых препаратов вносило сравнительно небольшую погрешность в результаты измерения, которую можно было легко учесть.

Платино-иридиевые футляры для эталонов изготовлены по чертежу, представленному на рис. 1. На футлярах выгравированы номера с 1 по 24. Футляры № 1—6 резервированы для государственного эталона радия

и рабочих эталонов с содержанием радия 500 мк. Поэтому эталонам с содержанием радия от 200 до 1 мк приданы номера с 7 по 18, а номера с 19 по 24 получают эталоны с содержанием радия меньше 1 мк.

На рис. 2 представлен внешний вид изготовленных эталонов и футляров. В табл. 1 приведены их геометрические размеры и содержание соли (бромистый радий) в каждом препарате.

В один конец ампулы каждого препарата впаян небольшой отрезок платиновой проволоки. Ампулы были запаяны в первой половине дня 24 апреля 1958 г.

Таблица 1

№ эталонов	Номинальное содержание радия-элемента, мк	Ампула, мм		Футляр, мм			Вес соли, мк
		наружный диаметр	длина	наружный диаметр	длина	толщина стенки	
7	200	4,77	42	6,52	48,8	0,50	344,2
8	200	4,82	41	6,51	49,4	0,50	345,2
9	100	4,82	38,5	6,51	49,0	0,48	171,6
10	100	4,77	40,5	6,52	49,7	0,49	170,9
11	25	4,92	41,5	6,52	49,7	0,49	43,5
12	25	4,80	41	6,52	49,9	0,49	43,5
13	10	4,81	42	6,51	50,4	0,49	17,2
14	10	4,87	40	6,51	48,8	0,49	16,9
15	5	4,82	41	6,51	49,8	0,49	12,5
16	5	4,91	40,5	6,52	49,3	0,48	8,5
17	1	4,80	42	6,51	49,8	0,49	1,9
18	1	4,82	41	6,52	50,4	0,49	1,9

Примечание. Вес соли указан по данным изготовителя; размеры футляров измерены лабораторией мер длины.
Толщина стенок всех ампул 0,5 ± 0,1 мм.

Градуировка рабочих эталонов

Градуировка новых рабочих эталонов радия производилась путем сравнения их по интенсивности γ -излучения с государственным эталоном радия на установке с ионизационной камерой. Сравнение было начато на старой эталонной установке ВНИИМ [3] и закончено на новой усовершенствованной установке, созданной в 1959 г. взамен прежней.

Новая установка отличается от старой, в основном, конструктивным оформлением; ионизационные камеры в новой установке окружены слоем свинца толщиной 10 см в сторону наблюдателя и 5 см — в остальных направлениях. Наличие такой защиты значительно снижает действие γ -излучения измеряемых препаратов на приборы, в частности, на конденсаторы, благодаря чему практически полностью устраняются систематические погрешности, вызванные ионизацией воздуха в конденсаторах.

Для сравнения с государственным эталоном рабочие эталоны радия были разделены на три группы: 1) эталоны с номинальным содержанием радия 200 и 100 мк, 2) эталоны с номинальным содержанием радия 25 и 10 мк и 3) эталоны с номинальным содержанием радия 5 и 1 мк. Измерения производили в следующей последовательности: измеряли иониза-

ционный ток естественного рассеяния, затем ионизационные токи от эталона № XI, эталона № X, измеряемых эталонов (4 шт.), эталона № X, эталона № XI, естественного рассеяния. При каждом измерении ионизационного тока делали пять отсчетов времени компенсации; компенсирующее напряжение выбирали таким образом, чтобы время компенсации составляло $80 \div 100$ сек. Содержание радия-элемента в государственном эталоне определяли по сертификату с пересчетом на январь 1960 г. Значение периода полураспада радия принимали равным 1590 годам. При этом содержание радия-элемента на январь 1960 г. составляло: для эталона № X — 29,32 мг, для эталона № XI — 14,25 мг.

Измерения производили четыре наблюдателя. Для каждого из рабочих эталонов было сделано по 10 серий измерений, за исключением эталона № 7, для которого было сделано 11 серий измерений.

Результаты измерений

Содержание радия-элемента в рабочих эталонах определялось по соотношению создаваемых ими ионизационных токов с эталоном № XI, официально утвержденным в качестве государственного эталона радия.

Как показывает анализ результатов сличений эталонов № X и XI за ряд предшествующих лет, содержание радия в эталоне № X, определенное по соотношению с эталоном № XI, получается, как правило, несколько отличающимся от номинального значения, указанного в сертификате, причем отклонение бывает чаще в меньшую сторону, чем в большую. При нормальной работе установки расхождение между измеренным и номинальным значениями содержания радия, обусловленное влиянием различных неблагоприятных факторов, составляет в среднем $0,2 \div 0,25\%$ и, во всяком случае, не превышает $0,5\%$.

Из числа этих факторов некоторые, как, например, колебания питающих напряжений, случайные изменения фона от посторонних радиоактивных источников, нарушения правильного режима компенсации и т. п., дают отклонения результата измерений содержания радия от действительного значения как в большую, так и в меньшую сторону. При усреднении достаточно большого числа измерений погрешности, вызванные этими причинами, практически исключаются.

Совершенно иное влияние оказывает самопоглощение, т. е. поглощение γ -излучения в веществе самого препарата. При сравнении радиевых препаратов ионизационным методом самопоглощение проявляется в тех случаях, когда измеряемый и эталонный препараты сильно различаются по содержанию радия, и приводит к систематическому отклонению результата измерения содержания радия в препарате от действительного значения. При этом отклонение (т. е. разность между измеренным содержанием радия и его действительным значением) получается отрицательным, если измеряемый препарат содержит большее количество радия, чем эталон, и положительным — в противоположном случае.

Это обстоятельство и является причиной того, что содержание радия в эталоне № X, определенное по соотношению с эталоном № XI, содержанием примерно вдвое меньше действительного количества соли по сравнению с эталоном № X, получается меньше действительного значения, указанного в сертификате, в среднем на $0,2 \div 0,25\%$. Так как при перекладывании препаратов соль внутри ампул пересыпается произвольно, причем уложить ее одинаковым образом не представляется возможным, то в отдельных сериях измерений самопоглощение может проявляться в неодинаковой степени; это приводит к появлению некоторого разброса в величине расхождения измеренного и действительного значений содержа-

ния радия, что и наблюдается при сравнении эталонов № X и XI. При большом числе измерений колебания этого расхождения в ту и другую сторону от его среднего значения взаимно компенсируются и лишь несколько увеличивают сумму остаточных погрешностей, определяющую погрешность результата сличения.

Таким образом, в результаты измерений содержания радия в рабочих эталонах необходимо ввести поправку, исключаящую систематическую погрешность, вызванную различием в величине самопоглощения. Эта поправка была вычислена нами по данным работы [4]; для эталона № X по отношению к эталону № XI она, в согласии с опытными данными, равна 0,24%.

Необходимо также исключить систематическую погрешность, вызванную различием в толщине стенок стеклянных ампул рабочих эталонов и государственного эталона радия. Как было сказано выше, стенки ампул эталонов № X и XI имеют толщину 0,27 мм, стенки ампул рабочих эталонов — $0,5 \pm 0,1$ мм. Таким образом, в результаты ионизационных измерений необходимо ввести поправку на дополнительное поглощение γ -лучей в стекле толщиной $0,23 \pm 0,1$ мм. Коэффициент поглощения γ -лучей радия в стекле составляет [1] $0,142 \text{ см}^{-1}$; при этом поправочный множитель, на который следует умножить полученное в результате ионизационных измерений содержание радия в рабочих эталонах, равен $1,0033 \pm 0,0014$.

В табл. 2 приведены значения содержания радия в рабочих эталонах, полученные в результате сравнения с эталоном № XI (графа 2), поправочного множителя, учитывающего различие в поглощении γ -лучей в стенках ампул и в самопоглощении (графа 3), а также исправленные с учетом систематических погрешностей значения содержания радия в эталонах (графа 4). В этой же таблице приведены для сравнения значения содержания радия в рабочих эталонах, определенные по отношению с эталоном № X, а также соответствующие поправочные множители и исправленные значения содержания радия (графы 5, 6 и 7).

Как показывает сравнение величин, приведенных в графах 4 и 7 табл. 2, результаты определения содержания радия в рабочих эталонах по отношению с эталонами № X и XI хорошо совпадают, что свидетельствует о нормальной работе измерительной установки и достоверности полученных значений.

Погрешность результата измерений содержания радия (с учетом систематических погрешностей) определяется разбросом результатов отдельных серий измерений, погрешностью, с которой известно содержание радия-элемента в государственном эталоне, а также погрешностью поправочного множителя.

Средняя квадратичная погрешность сличения рабочих эталонов с государственным эталоном радия, определяемая суммой квадратов остаточных погрешностей и числом измерений, для различных эталонов колеблется от 0,06 до 0,3%. Содержание радия в государственном эталоне определено, согласно сертификату, с точностью 0,2%. Что касается точности учета систематических погрешностей, то поправка на различие в толщине стенок ампул определена с точностью 0,15%, поправка на самопоглощение — с точностью около 0,3%. Таким образом, погрешность результатов определения содержания радия в рабочих эталонах составляет $\pm 0,4 \pm 0,5\%$.

В табл. 3 приведены результаты определения содержания радия в рабочих эталонах (по отношению с эталоном № XI и с учетом систематических погрешностей), а также соответствующие погрешности результата.

Таблица 2

№ эталон	Содержание радиэлемента (в мг), определенное					
	по эталону № XI			по эталону № X		
	без учета систематической погрешности	поправочный множитель	с учетом систематической погрешности	без учета систематической погрешности	поправочный множитель	с учетом систематической погрешности
1	2	3	4	5	6	7
7	198,0	1,0155	201,1	198,4	1,0132	201,0
8	196,1	1,0155	199,2	196,5	1,0131	199,1
9	96,67	1,0113	97,76	96,87	1,0087	97,71
10	90,55	1,0107	91,52	90,73	1,0084	91,49
11	25,33	1,0051	25,46	25,45	1,0031	25,53
12	25,04	1,0051	25,16	25,16	1,0031	25,24
13	10,82	1,0025	10,85	10,88	1,0002	10,88
14	10,86	1,0025	10,88	10,91	1,0002	10,91
15	6,238	1,0012	6,245	6,255	0,9988	6,248
16	2,965	0,9997	2,964	2,973	0,9974	2,966
17	1,156	0,9983	1,154	1,159	0,9960	1,154
18	1,311	0,9985	1,309	1,315	0,9961	1,310

Таблица 3

№ эталон	Содержание радиэлемента (в мг) и погрешность	№ эталон	Содержание радиэлемента (в мг) и погрешность
7	201,1 ± 1,0	13	10,85 ± 0,05
8	199,2 ± 1,0	14	10,88 ± 0,05
9	97,8 ± 0,5	15	6,245 ± 0,030
10	91,5 ± 0,5	16	2,964 ± 0,014
11	25,46 ± 0,12	17	1,154 ± 0,005
12	25,16 ± 0,12	18	1,309 ± 0,006

Правильность введения поправки на различие в поглощении γ -лучей в соли радия и в стенках ампул градуируемых и эталонных препаратов подтверждается хорошим совпадением результатов определения содержания радия в препаратах по соотношению с эталонами № X и XI (табл. 2). Кроме того, достоверность исправленных значений содержания радия подтверждается также результатами calorиметрических измерений. Наиболее сильные препараты № 7—10 с номинальным содержанием радия 100 и 200 мг, для которых поправки на самопоглощение имеют максимальное значение, были измерены на α -calориметрической установке.* При измерении на α -calориметре

* См. статью настоящего сборника на стр. 5.

количество радия-элемента в препарате определяется по величине теплового эффекта, возникающего вследствие поглощения излучения радия и продуктов его распада. Из полной энергии распада элементов семейства радия около 89% приходится на долю α -частиц, полностью поглощаемых в самом препарате и в стенках ампулы, около 4% — на долю β -излучения, почти целиком поглощаемого препаратом и стенками калориметра, и лишь около 7% приходится на γ -излучение, которое поглощается в препарате и в калориметре очень мало. Таким образом, вклад, вносимый γ -излучением препаратов радия в общий тепловой эффект в α -калориметре, составляет $0,25 \pm 0,3\%$, вследствие чего различие в самопоглощении γ -лучей в сравниваемых препаратах на результатах измерений практически не сказывается.

Измерения на α -калориметре производились как относительным методом, т. е. путем сравнения препаратов с эталоном № X, так и абсолютным методом. Результаты калориметрических измерений содержания радия в эталонах № 7—10 приведены в табл. 4, причем в графе 2 даны результаты относительных измерений, а в графе 3 — результаты абсолютных измерений. Так как при измерении абсолютным методом непосредственно определяется не содержание радия в препарате, а активность, то для перехода от активности к содержанию радия необходимо знать число актов распада, происходящих в единицу времени в 1 г радия, т. е. активность препарата в 1 г радия. Это число определяли многие авторы, причем полученные ими значения лежат в интервале $(3,61 \div 3,72) \cdot 10^{10}$ (см. работу [5]). Наиболее достоверным представляется значение $3,68 \cdot 10^{10}$, соответствующее периоду полураспада 1590 лет. Это значение и было использовано нами для вычисления содержания радия в рабочих эталонах.

Таблица 4

№ эталона	Результаты измерений содержания радия, мг		
	калориметрических		ионизационных
	относительных	абсолютных	
1	2	3	4
7	$202,9 \pm 1,0$	$201,8 \pm 1,4$	$201,1 \pm 1,0$
8	$200,9 \pm 1,0$	$200,7 \pm 1,4$	$199,2 \pm 1,0$
9	$98,3 \pm 0,5$	$97,9 \pm 0,7$	$97,8 \pm 0,5$
10	$92,2 \pm 0,5$	$91,8 \pm 0,7$	$91,5 \pm 0,5$

Результаты калориметрических и ионизационных измерений содержания радия в рабочих эталонах, сопоставленные в табл. 4, хорошо совпадают в пределах погрешности измерений, что свидетельствует о правильности учета систематических погрешностей.

Заключение

Итоги проделанной работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Изготовлены по специальным техническим условиям препараты радия с содержанием радия-элемента от 1 до 200 мг, предназначенные для использования в качестве рабочих эталонов радия ВНИИМ.

2. Содержание радия-элемента в препаратах определено путем сравнения их с государственным эталоном радия СССР на установке с ионизационной камерой.

3. Определены систематические погрешности, вызванные различием в поглощении γ -лучей в соли радия и в стенках ампул.

4. Результаты ионизационных измерений хорошо совпадают с результатами калориметрических измерений содержания радия.

5. Проградуированные препараты представляются к утверждению в качестве рабочих эталонов радия ВНИИМ.

Калориметрические измерения содержания радия в препаратах выполнены Е. А. Хольновой и Л. П. Кульковой, которым авторы приносят искреннюю благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богоявленский Л. Н., Установление основного эталона радия СССР, Труды ВНИИМ, вып. 26(42), 1939.
2. Поверочные схемы, Стандартгиз, 1960, стр. 64.
3. Аглицев К. К., Караваев Ф. М., Исследование эталонной установки для измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов, Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957.
4. Горшков Г. В., Караваев Ф. М. и Шиманская Н. С., Об определении содержания радия в радиевых препаратах, «Измерительная техника», № 3, 1959.
5. Вейсс К. Ф., Радиоактивные стандартные препараты, Физматиздат, 1958.

Поступила в редакцию
11/V 1960 г.

К. К. АГЛИНЦЕВ, М. П. МАКСИМОВА, И. А. УРЯЕВ

ВНИИМ

О СПЕКТРАЛЬНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗ ОТ β -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Рассмотрен метод определения доз от плоских β -излучателей, основанный на использовании действующего спектра электронов. Для спектральных исследований применен сцинтилляционный спектрометр со стильбеновым кристаллом.

Для целей дозиметрии β -активных излучателей в последние годы наряду с ионизационными методами применяются и сцинтилляционные методы исследования. В опубликованных работах [1—3] приведены результаты исследований общих закономерностей в распределении поля доз и ряда дозиметрических характеристик β -активных излучателей. В работах [4, 5] производилось определение дозы и мощности дозы, поглощенной в сцинтиляторе, эффективный атомный номер которого близок к эффективному атомному номеру биологической ткани. Для дозиметрии β -излучения применяются как толстые сцинтилляторы, толщина которых больше пробега β -частиц в них, так и тонкие, толщина которых значительно меньше пробега β -частиц.

Дозиметры, использующие толстые сцинтилляционные кристаллы, обладают тем существенным недостатком, что при определении поглощенной дозы производится усреднение поглощенной энергии излучения по всему объему сцинтиллятора, в то время как энергетические потери электронов в разных участках их пробега внутри сцинтиллятора будут различны. В результате получается слишком грубое приближение к действительной картине распределения поглощенной дозы в веществе.

Дозиметры с тонким кристаллом, казалось бы, более пригодны для целей дозиметрии, но при их изготовлении возникают существенные трудности, а иногда и невозможно изготовить достаточно тонкий сцинтиллятор для дозиметрии мягкого β -излучения. Кроме того, ионизационные потери электрона в тонком сцинтиляторе малы, поэтому флуктуации числа электронов, вылетающих с поверхности катода фотоэлектронного умножителя, становятся сравнимыми с общим числом фотоэлектронов, что ведет к уменьшению точности измерений.

В работе [6] был предложен новый метод определения дозы от β -излучателей, основанный на исследовании действующих электронных спектров. Для определения поглощенной дозы в ткани достаточно знать энергетическое распределение электронов. Умножив ординаты кривой

энергетического распределения электронов на соответствующие ординаты кривой энергетических потерь в воздухе или в тканеэквивалентном веществе, мы получим новую кривую, причем площадь, ограниченная ею и осью абсцисс, будет соответствовать поглощенной дозе в бесконечно тонком слое воздуха или тканеэквивалентного вещества.

Таким образом, для определения поглощенной дозы этим методом существенным является лишь знание формы действующего электронного спектра β -излучения на поверхности источника, на некотором расстоянии от поверхности источника в воздухе или на некоторой глубине тканеэквивалентного вещества.

Средняя доза на одну β -частицу определяется соотношением

$$D_1 = \frac{D}{N} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \frac{dE}{dx} N(E) dE}{\int_0^{E_{\max}} N(E) dE} = \left(\frac{dE}{dx} \right),$$

где $\left(\frac{dE}{dx} \right)$ — ионизационные потери, равные средней дозе на одну β -частицу;

$N = \int_0^{E_{\max}} N(E) dE$ — общее число электронов, попадающих в измерительный объем;

D — поглощенная доза в тонком слое воздуха или тканеэквивалентного вещества.

В работе [6] спектр электронов и, следовательно, полное число электронов определялось непосредственно с помощью сцинтилляционного β -спектрометра с кристаллом стибьена диаметром 35 мм. Ионизационные потери $\left(\frac{dE}{dx} \right)$ находились по известной зависимости энергетических потерь электронов от энергии.

Как показали результаты исследования указанной работы, действующие электронные спектры мало меняют свою форму с увеличением толщины поглощающего тканеэквивалентного вещества. Вследствие этого для источников, нанесенных на плексигласовую подложку толщиной 10 мм, средняя доза на одну β -частицу остается постоянной в пределах 10% при изменении диаметра источника и при различной фильтрации.

Цель настоящей работы — дальнейшее развитие этого метода. Для исследования действующих электронных спектров был применен сцинтилляционный β -спектрометр с кристаллом стибьена высотой 20 мм и диаметром 25 мм. Фотозлектронный умножитель типа 1-С с кристаллом и источник во время измерений помещались в светонепроницаемом ящике. На рис. 1 приведен β -спектр Cs^{137} , полученный на этом спектрометре.

Основным фактором, определяющим точность измерения дозы описанным методом, является точность, с которой определяется полное число N электронов, попадающих на поверхность кристалла. Для правильного определения N нужно экспериментально полученное число электронов умножить на поправочный коэффициент, учитывающий эффективность приемного блока спектрометра и радиотехнической аппаратуры. Эффективность аппаратуры устанавливалась путем сравнения результатов измерения одного и того же источника с помощью спектрометра и 4π -счетчика.

Представляет интерес сравнить мощность дозы, измеренную ионизационным методом, с мощностью дозы, определенной сцинтилляционным методом. Для этой цели была использована экстраполяционная камера, подобная описанной в работе [7]. Камера состоит из двух плоскопараллельных электродов: потенциального и собирательного. На потенциальный электрод от сухих батарей подается напряжение от 10 до 500 в с тем, чтобы при любом расстоянии между электродами напряженность поля в каждой точке измерительного объема составляла 400 в/см. Потенциальный электрод представляет собой кольцо из оргстекла толщиной

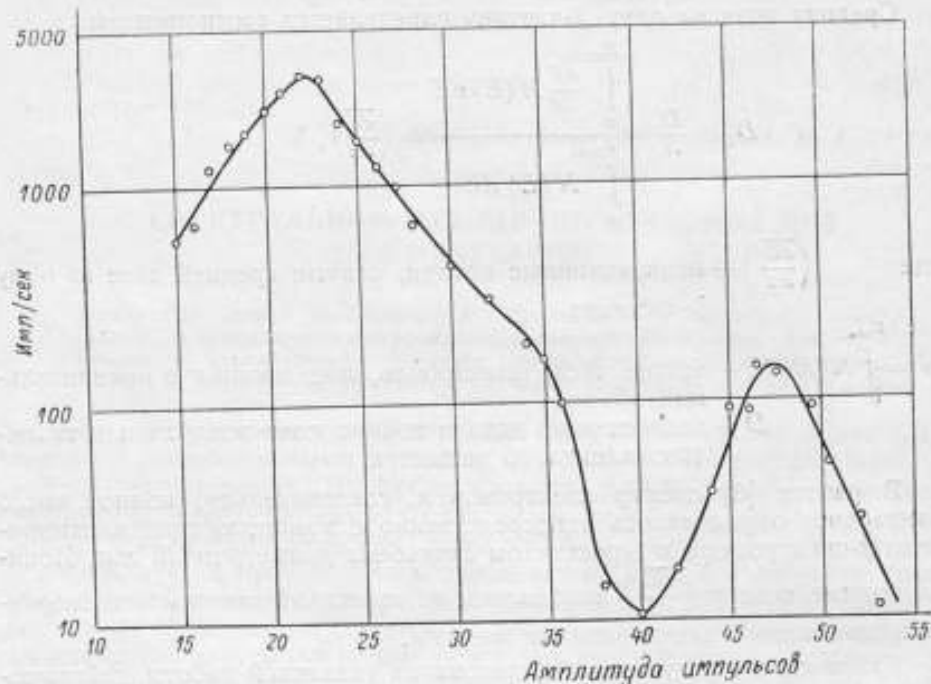


Рис. 1. Спектр β -излучения Cs^{137} , полученный с помощью кристалла стильбена диаметром 25 мм.

4 мм с внешним диаметром 150 мм и внутренним — 60 мм. Поверхность электрода, обращенная внутрь камеры, покрыта слоем графита. В отверстие электрода вставляется кольцо, натянутое тонкой фольгой; чтобы исключить заметное поглощение электронов в фольге, она выбрана достаточно тонкой, причем источник на специальной подложке помещается с наружной стороны камеры непосредственно под фольгой. Фольга имеет электрический контакт с графитовым покрытием электрода. Собирательный электрод с внутренней стороны также имеет графитовое покрытие, разделенное узкими бороздами на пять концентрических колец с внешними диаметрами 10, 20, 30, 40, 60 мм. У каждого кольца есть отдельный электрический вывод; соединяя выводы в различных комбинациях, можно изменять измерительный объем. Ионизационный ток в камере определяется компенсационным методом по Таунсенду с использованием электрометра типа СГ-1М с чувствительностью 75 дел/в.

Источник Tl^{204} приготовлен путем нанесения раствора азотнокислого Tl^{204} на подложку из оргстекла толщиной 6 мм с диаметром активной поверхности 38 мм. На расстоянии 9 мм от поверхности источника мощ-

ность поглощенной дозы согласно измерениям с экстраполяционной камерой была 60,3 рад/ч. Мощность дозы, определенная сцинтилляционным методом при тех же условиях, была 58,8 рад/ч, что совпадает с предыдущим значением в пределах $\pm 2,5\%$.

Для ряда β -излучателей различных радиоактивных изотопов проведено исследование распределения поля доз, для чего было приготовлено несколько β -активных источников. Источник S^{35} с диаметром активного пятна 7 мм был изготовлен на коллодиевой пленке толщиной 16 мк путем выпаривания раствора Na_2SO_4 . Источник Ti^{204} был приготовлен на плексигласовой подложке толщиной 5 мм выпариванием раствора азотнокислого таллия. Один источник имел диаметр активного пятна 8 мм, другой — 400 мм. При изготовлении источника диаметром 400 мм на подложку наклеивали лист фильтровальной бумаги, который затем пропитывали активным раствором. Как и источники Ti^{204} , были приготовлены источники Y^{90} с диаметрами активной поверхности 38 мм и 400 мм и источники J^{131} на подложках из алюминия и плексигласа с диаметром активной поверхности 90 мм. Кроме того, был изготовлен еще источник J^{131} на плексигласовой подложке с диаметром активного пятна 5 мм. С указанными источниками проведен ряд измерений, результаты которых изложены ниже.

Кристалл стильбена вместе с фотоумножителем помещали над центром источника, и расстояние от нижней поверхности кристалла до поверхности источника меняли в пределах от 2 до 11 см. Результаты измерений представлены на рис. 2 и 3. Ход кривой для источников Ti^{204} и Y^{90} различен, но в обоих случаях наблюдается экспоненциальная зависимость дозы от расстояния кристалла до источника.

Для источника Ti^{204} с диаметром активной поверхности 400 мм проведено сравнение экспериментальной зависимости дозы от расстояния до источника с теоретической кривой, приведенной в книге Хайна и Браунелла [8]. Результаты сравнения представлены на рис. 4, где сплошная линия — теоретическая кривая из книги Хайна и Браунелла, точки и кружки — экспериментальные точки, полученные в двух различных сериях измерений.

Между кристаллом и источником помещали слой картона толщиной от 0,43 до 2,30 мг/см². Результаты измерений для Y^{90} и Ti^{204} приведены на рис. 5 и 6, из которых видно, что между величиной поглощенной дозы и толщиной фильтра наблюдается экспоненциальная зависимость. Результаты опыта с источником J^{131} приведены на рис. 7. Излом кривой на рис. 7 можно объяснить наличием в спектре β -излучения J^{131} мягких компонентов.

Таблица 1

Изотоп	E_{max} , Мэв	Диаметр источника, мм	Доза на одну β -частицу		Согласованность экспериментальных данных и данных работы [6], %
			10^{-8} Фэр*	10^{-8} Фэр, по работе [6]	
S^{35}	0,167	7	14,9 \pm 2,9	12,5	17
Ti^{204}	0,765	7	5,4 \pm 1,1	5,0	8
		400	5,8 \pm 1,1	5,0	15
Y^{90}	2,230	38	4,1 \pm 0,8	3,5	17
		400	4,1 \pm 0,8	3,5	17

* Фэр — физический эквивалент рентгена.

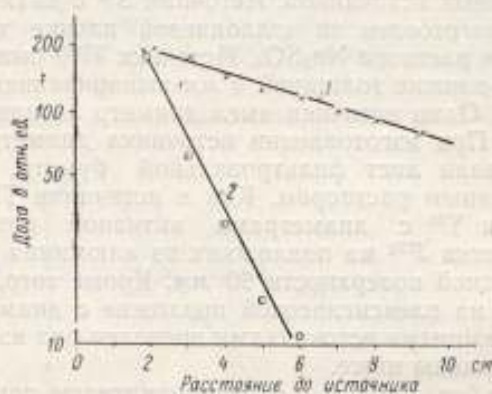


Рис. 2. Зависимость дозы от расстояния для источников Tl^{204} диаметром 400 м.м (1) и 7 м.м (2).

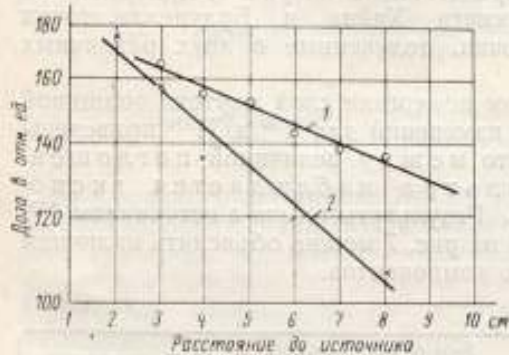


Рис. 3. Зависимость дозы от расстояния для источников Y^{90} диаметром 400 м.м (1) и 38 м.м (2).

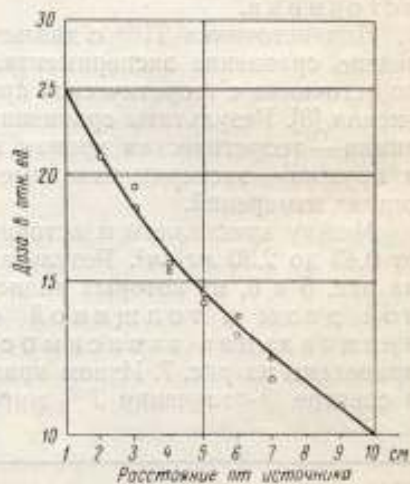


Рис. 4. Сравнение опытных данных и расчетной кривой зависимости дозы от расстояния для источника Tl^{204} диаметром 400 м.м.

Точки и кружки относятся к двум различным сериям измерений.

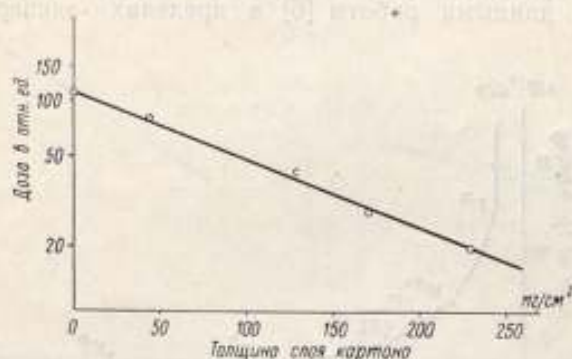


Рис. 5. Зависимость дозы от толщины фильтра для источника Y^{90} диаметром 400 м.м.

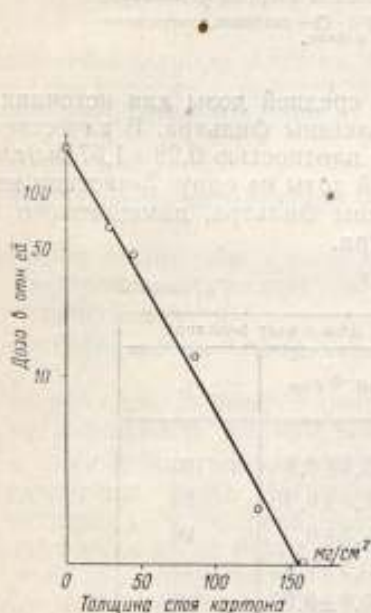


Рис. 6. Зависимость дозы от толщины фильтра для источника Tl^{204} диаметром 7 м.м.



Рис. 7. Зависимость дозы от толщины фильтра для источника Li^{24} диаметром 90 м.м.

Полученные значения средней дозы, рассчитанной на одну β -частицу для источников S^{35} , Y^{90} , Tl^{204} , представлены в табл. 1.

Эти значения были сравнены со значениями дозы на одну β -частицу, приведенными в работе [6]. Из рис. 8 видно, что экспериментальные точки согласуются с данными работы [6] в пределах экспериментальных погрешностей.

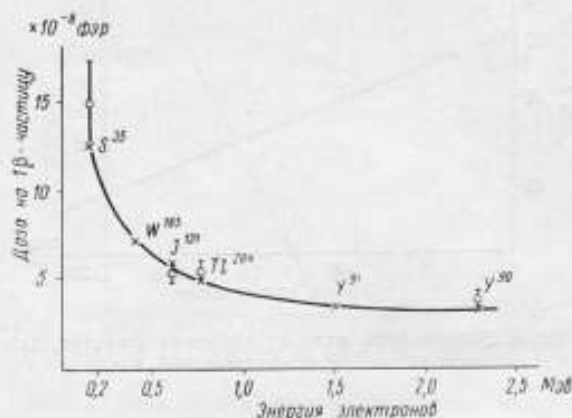


Рис. 8. Зависимость средней дозы, рассчитанной на одну β -частицу, от максимальной энергии β -спектра. * — значения, взятые из работы [6]; O — значения, полученные в данной работе.

В табл. 2 представлены значения средней дозы для источника Tl^{204} диаметром 7 мм в зависимости от толщины фильтра. В качестве фильтра был использован также картон с плотностью $0,28-1,57 \text{ мг/см}^2$. Как видно из табл. 1 и 2, значения средней дозы на одну β -частицу не зависят от диаметра источника и толщины фильтра, помещаемого между источником и кристаллом спектрометра.

Таблица 2

Толщина фильтра, мг/см^2	Доза на одну β -частицу	
	10^{-8} фер	%
0,28	$5,5 \pm 0,9$	100
0,43	$5,4 \pm 0,9$	98
0,86	$5,3 \pm 0,9$	96
1,29	$5,2 \pm 0,9$	95
1,57	$5,9 \pm 0,9$	107

Для определения зависимости хода дозовой функции от конфигурации источника были изготовлены источники J^{131} , имевшие одинаковую площадь активной поверхности $S = 16 \text{ см}^2$, но один — в виде диска, диаметром 44,5 мм, а другой — в виде прямоугольника $20 \times 80 \text{ мм}$. Как показали результаты исследования, ход дозовой функции для обоих источников одинаков в пределах экспериментальных ошибок при изменении расстояния от 2 до 10 см (рис. 9).

Как показал эксперимент, ход дозовой функции в воздухе для источников J^{131} , нанесенных на алюминиевую и плексигласовую подложки, несколько различен. Из рис. 10 видно, что в случае источника на

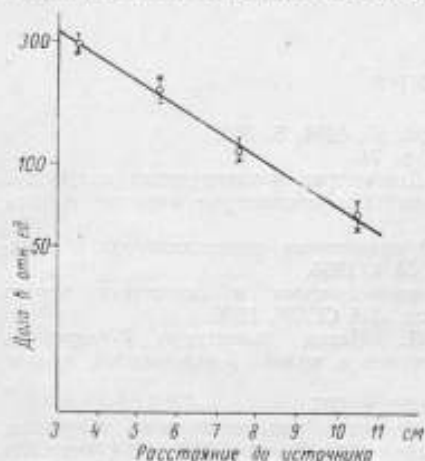


Рис. 9. Зависимость дозы от расстояния в воздухе для источников J^{131} различной конфигурации.

* — прямоугольный источник; o — круглый.

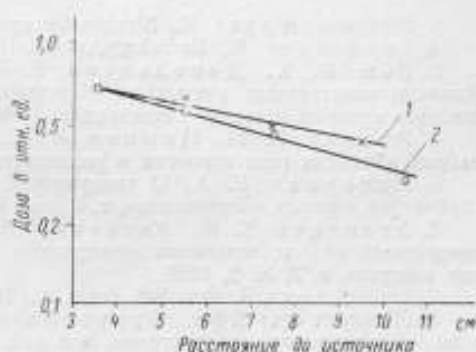


Рис. 10. Зависимость дозы от расстояния для источников J^{131} , изготовленных на плексигласовой (2) и алюминиевой (1) подложках.

алюминиевой подложке доза на больших расстояниях от источника больше, чем доза от источника на плексигласовой подложке, за счет обратного рассеяния β -частиц от подложки.

Погрешность определения дозы сцинтилляционным методом

Основная экспериментальная ошибка имеет место при определении числа электронов. Эту ошибку обуславливают следующие действующие в совокупности факторы:

- 1) нестабильность источников питания радиотехнической аппаратуры,
- 2) нестабильность коэффициента усиления фотоумножителя,
- 3) нестабильность ширины «окна» дифференциального анализатора.

Для уменьшения влияния перечисленных факторов были предприняты следующие меры. Источники питания радиотехнической аппаратуры питались от феррорезонансного стабилизатора СНЭ-220 и в качестве источников были взяты стабилизированные выпрямители типов ВС-12 и СТН-5, стабильность которых не хуже 0,01% при изменении входного напряжения на 10%. Коэффициент усиления фотоумножителя типа 1-С за 6 ч работы не изменялся больше чем на 1%. Для питания фотоумножителя применялся стабилизированный выпрямитель типа ВС-10, стабильность выходного напряжения которого не хуже 0,005% при изменении входного напряжения на 10%. Для уменьшения влияния ширины «окна» амплитудного анализатора он был выполнен по типу анализатора с ограничительным усилителем [9].

Общая экспериментальная ошибка, вносимая этими факторами, составляет приблизительно $\pm 1\%$. Число электронов с учетом статистических ошибок и погрешности определения эффективности кристалла

определялось с точностью 10%. Если учесть, что значение дозы на одну β -частицу сохраняется постоянным в пределах 10%, то максимальная ошибка определения абсолютного значения дозы составляет в данной работе примерно $\pm 20\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sommermeier K., *Strahlentherapie*, Bd. 95, 1954, S. 302.
2. Loevinger R., *Radiology*, v. 62, 1954, p. 74.
3. Рёш В. К., Дональдсон Е. Е., Дозиметрия ионизирующих излучений, Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Гостехиздат, 1956.
4. Розман И. М., Циммер К. Г., О применении сцинтилляторов в дозиметрии, «Вестник рентгенологии и радиологии», № 1, 1955.
5. Либерман Е. А., О градуировке люминисцентных и некоторых других дозиметров в радах, «Биофизика», т. I, вып. 6, изд. АН СССР, 1956.
6. Аглинцев К. К., Касаткин В. П., Метод дозиметрии β -излучения, основанный на исследовании электронных спектров в полях β -излучателей, «Атомная энергия», т. 7, № 8, 1959.
7. Loevinger R., *Rev. Sci. Instr.*, v. 24, 1953, p. 907.
8. Левингер, Яфа, Браунелл, Источники радиоактивного излучения, в кн. «Радиационная дозиметрия», под ред. Хайна и Браунелла, ИЛ, 1958, стр. 593.
9. Francis J. E., Bell P. R., Grunlach J. C., *Rev. Sci. Instr.*, v. 22, 1951, p. 133.

Поступила в редакцию
4/IV 1960 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Л. П. Тимофеева, Е. А. Хольнова. Калориметрическая установка для измерения препаратов радия	5
М. П. Авотина, Г. П. Остромухова. Установка для абсолютных измерений в рентгенах рентгеновского излучения от 20 до 60 кэ	35
З. П. Балон, М. П. Максимова. Эталонные национальные рентгенометрические установки и сличения их	42
К. К. Аглинцев, Г. П. Остромухова. Воспроизведение рентгена в области γ -излучения с энергией квантов $0,25 \div 3$ Мэв	55
Е. П. Андреев, С. С. Родионов, И. А. Ярицына. Исследование плоского сцинтиллятора медленных нейтронов	66
И. А. Ярицына. О чувствительности активационного метода при фотонейтронных измерениях	69
С. И. Слепышков, М. Ф. Юдин. Применение сцинтилляционных детекторов в дозиметрии быстрых нейтронов	74
А. Ф. Дричко, Л. П. Жуковская, Ф. М. Караваев, С. А. Русина. Новые рабочие эталоны радия	81
К. К. Аглинцев, М. П. Максимова, И. А. Уряев. О спектральном методе определения доз от β -излучателей	90

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техред *Р. Г. Польская*

Корректор *Л. Н. Кири*

Подписано к печати 29/VI 1961 г.

Уч.-изд. л. 7,6

Формат бумаги 70 × 108^{1/8}

Печ. л. 6,25

М-61721

Тираж 3000

Заказ 589

Картфабрика ВМФ

Цена 53 коп.

52