

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

Справ.

6/II. 74

ИССЛЕДОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ИОНИЗИРУЮЩИХ  
ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 145 (205)



Nov 5 1892

1892

1892

1892



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

ИССЛЕДОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ИОНИЗИРУЮЩИХ  
ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 145(205)

Под редакцией

докт. техн. наук М. Ф. ЮДИНА



«ЭНЕРГИЯ»

Ленинградское отделение

1973

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ:

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), С. В. Горбачевич, А. Н. Гордов, Е. Ф. Долинский, Л. К. Каяк, И. И. Кириков, Д. К. Коллеров, Е. Д. Колтик, П. П. Кремлевский, И. Н. Кротков, В. Л. Лассая, Б. Н. Олейник, Л. К. Пеккер, Т. Б. Рождественская, А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина, К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, М. Ф. Юдин

*Ответственный редактор  
доктор технических наук профессор*

**В. О. АРУТЮНОВ**

И  $\frac{30306-102}{051(01)-74}$

© Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ), 1974

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В связи с широким применением ионизирующих излучений в различных областях народного хозяйства: ядерная физика, ядерная энергетика, изотопная промышленность, радиационная химия, неразрушающий контроль качества изготовления наиболее ответственных деталей и изделий, радиационный контроль технологических процессов, медицина, радиационная биология и др. — в настоящее время с этим видом измерений связано очень большое число научных и инженерно-технических работников. Поэтому основной задачей сборника является ознакомление широкого круга лиц, занятых измерениями ионизирующих излучений, с точными методами и средствами измерений параметров, характеризующих как сами излучения, так и процессы взаимодействия излучений с различными средами, через которые они распространяются. Сборник посвящен работам, выполненным во ВНИИМ в 1970—1972 гг.

В первом разделе помещены статьи, относящиеся к точным измерениям активности радионуклидов. В первых трех статьях описываются средства, предназначенные для точных измерений активности: альфа-излучающих нуклидов (А. А. Константинов, В. Я. Алексеев), электроннозахватных нуклидов (А. А. Константинов и др.) и бета-излучающих нуклидов с граничной энергией бета-частиц меньше 50 фДж (300 кэВ) (Л. П. Жуковская, Ф. М. Караваев, И. А. Соколова).

В статье А. Е. Кочина и др. приведено описание установки для измерения активности нуклидов до 1 расп/с методом совпадений.

Статья Е. А. Хольновой и Л. П. Кульковой посвящена описанию калориметра, который обеспечивает более чем 99% поглощение гамма-излучения  $^{60}\text{Co}$  благодаря применению сплава вольфрама. В других статьях этого раздела рассматриваются отдельные вопросы измерения активности, в частности, с применением импульсной ионизационной камеры.

Во втором разделе, состоящем из 11 статей, рассмотрены вопросы измерения интенсивности и потока энергии тормозного излучения с энергией фотонов до 50 МэВ и отдельные аспекты дозиметрии рентгеновского и гамма-излучений, в том числе импульсного рентгеновского излучения с энергией фотонов 20—500 кэВ (статья А. Г. Банина и др.). Следует упомянуть статью М. П. Кочинной и др., в которой описывается автоматическое устройство для измерения ионизационных токов с погрешностью порядка 0,1%.

*Редактор*

# 1. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ

УДК 539.164.081.089.68

В. Я. АЛЕКСЕЕВ, А. А. КОНСТАНТИНОВ  
ВНИИМ

## ЭТАЛОННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ $\alpha$ -ИЗЛУЧАЮЩИХ НУКЛИДОВ В ДИАПАЗОНЕ $10^4$ — $10^8$ РАСП/С

До недавнего времени воспроизведение единицы активности  $\alpha$ -излучающих нуклидов в диапазоне  $10^5$ — $10^7$  расп/с не могло быть осуществлено с помощью существующего государственного первичного эталона, утвержденного в 1969 г. [1]. В последнее время возникла необходимость в аттестации  $\alpha$ -источников с активностью нуклидов от  $10^4$  до  $10^8$  расп/с. Для обеспечений воспроизведения единицы активности  $\alpha$ -излучающих нуклидов в этом диапазоне во ВНИИМ создана эталонная установка (временное обозначение УСЧ-8), с помощью которой осуществляется абсолютный метод измерения активности  $\alpha$ -нуклидов в источниках на твердых металлических подложках, тонких пленках и фольгах путем счета числа  $\alpha$ -частиц в ограниченном телесном угле. Ниже приводятся описание и результаты исследования этой установки.

### Метод определенного телесного угла

Абсолютный метод измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках путем счета числа частиц в определенном телесном угле сводится к следующему: вначале измеряется часть  $\alpha$ -излучения от исследуемого источника, заключенная в определенном телесном угле, [2—4] затем при условии равномерного распределения  $\alpha$ -излучения от источника активность нуклидов в этом источнике рассчитывается по формуле

$$A = \frac{4\pi}{\Omega} N_0 \eta, \quad (1)$$

где  $N_0$  — истинное значение скорости счета импульсов от  $\alpha$ -источника;  $\eta$  — эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц детектором. Отношение  $\Omega/4\pi$  обычно называют геометрическим фактором  $G$  установки. Геометрический фактор зависит от диаметра диафрагмы, расстояния между источником и диафрагмой и диаметра источника. Он может быть вычислен точно только для системы «точечный

источник — круглая диафрагма» при условии их аксиального взаимного расположения. При определении геометрического фактора для круглого протяженного источника обычно прибегают к различного рода приближениям и получают выражения в виде бесконечных рядов, обладающих различной сходимостью при разных условиях расположения источника и диафрагмы [5, 6]. В работе [7] приводятся формулы для расчета геометрического фактора для двух случаев: когда радиус источника  $b$  меньше радиуса диафрагмы  $r$  и когда радиус источника больше радиуса диафрагмы, т. е. при  $b \leq r$

$$G_m = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{h}{R_m} - \frac{3}{8} \cdot \frac{hr^2}{R_m^3} \cdot \frac{b^2}{R_m^2} - \frac{5}{64} \cdot \frac{hr^2}{R_m^3} \cdot \frac{b^4}{R_m^4} \left( 3 - 7 \frac{h^2}{R_m^2} \right) - \right. \\ \left. - \frac{35}{1024} \cdot \frac{hr^2}{R_m^3} \cdot \frac{b^6}{R_m^6} \left( 5 - 30 \frac{h^2}{R_m^2} + 33 \frac{h^4}{R_m^4} \right) - \dots \right\}; \quad (2)$$

при  $b \geq r$

$$G_s' = \frac{1}{2} \cdot \frac{r^2}{b^2} \left\{ 1 - \frac{h}{R_s} - \frac{3}{8} \cdot \frac{hb^2}{R_s^3} \cdot \frac{r^2}{R_s^2} - \frac{5}{64} \cdot \frac{hb^2}{R_s^3} \cdot \frac{r^4}{R_s^4} \left( 3 - 7 \frac{h^2}{R_s^2} \right) - \right. \\ \left. - \frac{35}{1024} \cdot \frac{hb^2}{R_s^3} \cdot \frac{r^6}{R_s^6} \left( 5 - 30 \frac{h^2}{R_s^2} + 33 \frac{h^4}{R_s^4} \right) - \dots \right\}, \quad (3)$$

где  $h$  — расстояние между источником и диафрагмой;

$$R_m = \sqrt{h^2 + r^2}; \quad R_s = \sqrt{h^2 + b^2}.$$

При использовании формул (2) и (3) предполагается, что круглый источник и круглая диафрагма бесконечно тонкие, расположены во взаимнопараллельных плоскостях и центры их находятся на одной оси. Эти требования легко могут быть выполнены и не являются препятствием для осуществления абсолютного метода измерения активности  $\alpha$ -нуклидов в источниках. Эти формулы использовались в настоящей работе. Эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц детектором зависит от типа выбранного детектора и обычно близка к 100%. Однако при использовании сцинтилляционных и полупроводниковых счетчиков эту величину рекомендуется определять экспериментально в каждом конкретном случае, так как в этих детекторах могут существовать зоны, не чувствительные к  $\alpha$ -излучению.

Преимущество абсолютного метода измерения в определенном телесном угле по сравнению с абсолютными методами  $2\pi\alpha$ -счета и  $4\pi\alpha$ -счета заключается в том, что он не требует введения поправок на поглощение, самопоглощение и отражение  $\alpha$ -частиц от подложки источника, снижающих точность измерений.

### Установка УСЧ-8

В отличие от так называемых счетчиков с «низкой геометрией» в описываемой установке применен  $\alpha$ -счетчик, у которого существенно увеличены размеры диафрагм и расстояния между источником и диафрагмами, что позволило уменьшить систематическую погрешность определения геометрического фактора. Кроме того, уста-

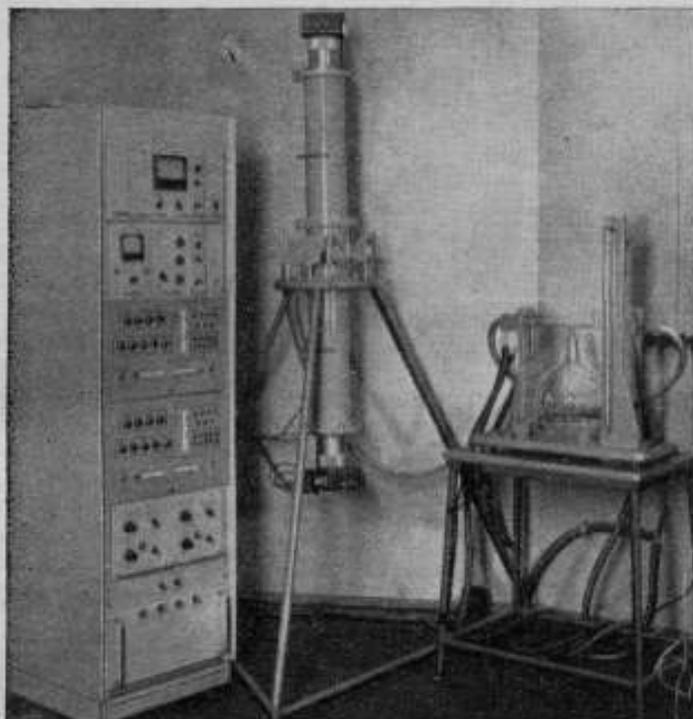


Рис. 1. Установка УСЧ-8

новка выполнена в виде двухканальной системы, измеряющей активность  $\alpha$ -нуклидов в источниках на тонких пленках и фольгах. Такие источники нашли широкое применение при измерении удельной активности нуклидов в растворе [8].

Общий вид эталонной установки, которой временно присвоено обозначение УСЧ-8, представлен на рис. 1. Установка состоит из счетной системы с определенным телесным углом, стойки с электронной аппаратурой и вакуумной системы.

Счетная система представляет собой двухканальное устройство, состоящее из двух сцинтилляционных  $\alpha$ -счетчиков, камеры для размещения  $\alpha$ -источника, двух диафрагм и двух сменных цилиндриче-

ских камер, с помощью которых можно изменять расстояние между источником и диафрагмой счетчика. Конструкция счетной системы с определенным телесным углом представлена на рис. 2. Исследуемый  $\alpha$ -источник устанавливается в камеру с помощью специаль-

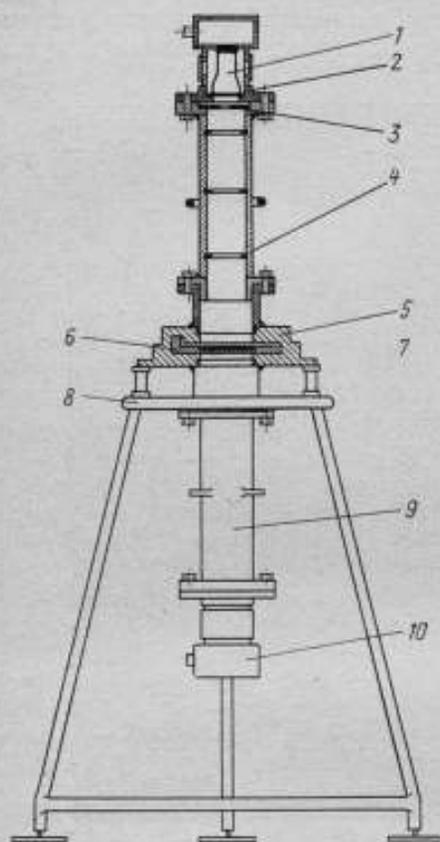


Рис. 2. Счетная схема с определенным телесным углом

1 — фотоэлектронный умножитель; 2 — детектор  $\alpha$ -частиц  $ZnS(Ag)$ ; 3 — диафрагма; 4 — рассеивающие кольца; 5 — камера для размещения  $\alpha$ -источника; 6 — кассета; 7 — вкладыш с  $\alpha$ -источником; 8 — штатив; 9 — цилиндрические камеры; 10 — предварительный усилитель

ной кассеты и вкладыша, соответствующего размеру  $\alpha$ -источника. В установке имеется набор вкладышей, рассчитанный на размещение круглых образцовых  $\alpha$ -источников всех размеров. При измерении активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках на круглых металлических подложках используется один счетный канал (либо верхний, либо нижний), при этом расстояние между источником и диафрагмой измеряется непосредственно с помощью специальных измерительных стержней и микрометрического глубиномера. При измерении активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках на тонких пленках и фольгах непосредственно измерить расстояние между диафрагмой и источником не представляется возможным, не повредив пленку. В этом случае используются оба канала счетной системы, и для определения геометрического фактора измеряется расстояние между двумя диафрагмами и учитываются размеры отверстий обеих диафрагм. При этом необходимо, чтобы толщина пленки-подложки источника была намного меньше пробега  $\alpha$ -частиц и поглощение  $\alpha$ -частиц в этой пленке не влияло бы на результаты измерений. Для измерения активности  $\alpha$ -излучающих нуклидов в широком диапазоне в установке предусмотрено изменение геометрического фактора в пределах от 0,021 до 0,00004 путем изменения расстояния между источником и диафрагмой с помощью сменных цилиндрических камер на 100, 200, 400 и 600 мм и смены диафрагм с различными

диаметрами отверстий. Диафрагмы представляют собой круглые стальные диски толщиной около 4 мм с отверстием в центре. Края отверстия имеют скос для исключения влияния толщины диафрагмы при определении геометрического фактора. В установке имеется набор из четырех пар диафрагм с номинальным диаметром отверстий 15, 25, 40 и 60 мм. При изготовлении диафрагм было уделено особое внимание выбору марки стали, термической и механической обработке. В результате были изготовлены диафрагмы из стали ХВГ с эллипсностью отверстий не более 0,002 мм и отклонением по толщине не более 0,006 мм. Параметры диафрагм измерялись в лаборатории линейно-угловых измерений, погрешность измерений не превышала 0,001 мм.

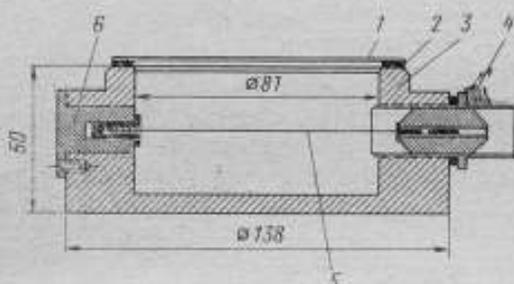


Рис. 3. Пропорциональный счетчик

1 — пропиленовая пленка — «окно» счетчика; 2 — шайба; 3 — корпус счетчик; 4 — вакуумный разъем; 5 — константановая нить — анод счетчика; 6 — экран

Поток  $\alpha$ -частиц, заключенный в ограниченном телесном угле, регистрируется сцинтилляционным счетчиком, состоящим из детектора  $\alpha$ -частиц ZnS (Ag), фотоэлектронного умножителя ФЭУ-56, предварительного усилителя и защитного экрана. Детектор  $\alpha$ -частиц был изготовлен путем распыления ZnS (Ag) на поверхность пластины из органического стекла толщиной 2 мм, поверхностная плотность слоя ZnS (Ag) измерялась весовым методом и составила 5,3 г/м<sup>2</sup>. При особо точных измерениях вместо сцинтилляционного счетчика в установке используется пропорциональный счетчик, однако в этом случае значительно увеличивается время на подготовку установки к измерениям. Пропорциональный счетчик (рис. 3) по своей конструкции относится к счетчикам типа «pill-vox» с фиксированным давлением рабочего газа и представляет собой латунный цилиндр диаметром 140 мм и высотой 50 мм. В качестве анода используется константановая нить диаметром 0,1 мм. «Окном» счетчика служит пропиленовая пленка с поверхностной плотностью 8 г/м<sup>2</sup>, на которую нанесен слой алюминия путем термораспыления металла в вакууме. Рабочим газом для наполнения счетчика служит метан (CH<sub>4</sub>). Откачка и наполнение пропорционального

счетчика, а также откачка воздуха из объема камеры, где размещен  $\alpha$ -источник, и объема цилиндрической камеры осуществляется с помощью вакуумной системы, состоящей из форвакуумного насоса, ртутного манометра, балластного объема, редуктора и баллона с метаном. Чтобы не разрушить тонкую пленку, которая используется в качестве «окна» пропорционального счетчика, откачка камеры и счетчика производится одновременно. При наполнении пропорционального счетчика рабочим газом давление в счетчике устанавливается не более  $1,3 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup> (100 мм рт. ст.), которое поддерживается с помощью балластного объема и контролируется ртутным манометром.

При использовании сцинтилляционных счетчиков процесс подготовки установки к работе упрощается и требует применения только форвакуумного насоса.

Электронная часть установки смонтирована в отдельной стойке и состоит из двух идентичных каналов усиления и регистрации импульсов, блока стабильной частоты, блока контроля и блоков питания БН-14 и БН-35. В каждом канале усиления и регистрации импульсов имеется предварительный усилитель (катодный повторитель), основной усилитель, блок дискриминации БД-2 и пересчетное устройство ПП-12. Основной усилитель состоит из двух секций (тройки) с отрицательной обратной связью; формирование импульсов происходит на входе усилителя с помощью дифференцирующей цепи и диодного ограничителя. Коэффициент усиления усилителя составляет 2000, коэффициент амплитудной перегрузки 200. Нестабильность коэффициента усиления после двухчасового прогрева была порядка 0,1%. Для синхронизации электронного секундомера пересчетного устройства ПП-12 служит специальный блок стабильной частоты, схема которого приведена на рис. 4. Блок стабильной частоты состоит из кварцевого генератора с основной частотой 10 кГц, усилителя, формователя прямоугольных импульсов и делителя частоты, состоящего из трех десятичных декад на декатронах. Он может работать от внешнего напряжения с эталонной частотой 1000 Гц, при этом отключаются кварцевый генератор, усилитель и одна пересчетная декада. На выходе образуются импульсы синхронизации с частотой 10 Гц. При синхронизации электронного секундомера ПП-12 этими импульсами нет необходимости учитывать систематическую погрешность измерения, обусловленную определением времени, так как нестабильность эталонной частоты составляет  $5 \cdot 10^{-12}\%$ , а нестабильность кварцевого генератора  $10^{-4}\%$ .

Питание фотозлектронных умножителей осуществляется от двух блоков высоковольтного выпрямителя БВ-2. Блок контроля одновременно служит для питания накальных цепей установки. Вся установка питается от сети переменного тока через электронный стабилизатор TR 9203/S (фирма «Орион» ВНР).



При исследовании эталонной установки определялись ее пределы измерений, измерялись счетные характеристики счетчиков и оценивались систематические погрешности измерений потока  $\alpha$ -частиц, ограниченного телесным углом.

Пределы измерений активности  $\alpha$ -нуклидов зависят от целого ряда факторов, из которых объективными на нижнем пределе измерений являются фон установки, эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц детектором и максимальный телесный угол. При использовании сцинтилляционного счетчика с  $\alpha$ -детектором из ZnS (Ag) фон установки определялся в основном естественным  $\alpha$ -излучением материалов, из которых изготовлен счетчик, и составил 0,01 имп/с. Максимальный телесный угол, который возможно установить в счетной системе, определялся расстоянием между источником и диафрагмой порядка 100 мм и отверстием диафрагмы диаметром 60,014 мм. При этом геометрический фактор составил 0,021. Эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц детектором из ZnS (Ag) была определена экспериментально путем сопоставления результатов измерений, полученных с помощью сцинтилляционного и пропорционального счетчиков, и составила 99,99%. При этом относительное среднее квадратическое отклонение результатов измерений было  $\sim 0,03\%$ .

Субъективными факторами, определяющими нижний предел измерений, являются случайная погрешность измерений статистического характера и время измерений. Условно выбрав случайную погрешность измерений  $\sim 0,1\%$  и полное время измерений 3—4 ч (время на подготовку к измерениям учтено) можно оценить минимальное значение активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках, измеряемое установкой по формуле Фурмана—Патмена [9]

$$A_{\min} = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\phi} T}}{\delta^2 G T}, \quad (4)$$

где  $\delta$  — случайная погрешность измерений;  $n_{\phi}$  — скорость счета импульсов фона;  $T$  — полное время измерений;  $G$  — геометрический фактор.

Минимальное значение активности  $\alpha$ -нуклидов в источниках, рассчитанное по формуле (4), составляет  $\sim 1 \cdot 10^4$  расп/с.

Верхний предел измерений активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках зависит от «мертвого» времени установки, минимального телесного угла, возможного для данной установки, и от выбранного значения просчета импульсов при данном «мертвом» времени. «Мертвое» время установки определялось методом трех измерений с помощью двух источников [10] и составило 7,62 мкс ( $\pm 0,6\%$ ) в случае применения сцинтилляционного  $\alpha$ -счетчика. Минимальный телесный угол обеспечивается применением диафрагмы с диаметром отверстия порядка 15 мм и установкой расстояния между источником и диафрагмой  $\sim 600$  мм ( $G \approx 0,00004$ ). Если условно принять, что

просчет импульсов из-за «мертвого» времени установки не должен превышать 1%, то верхний предел измерений будет порядка  $3 \cdot 10^6$  расп/с. При этом неисключенный остаток систематической погрешности, обусловленный измерением «мертвого» времени, можно оценить по формуле

$$\theta_{\tau} \approx \frac{n\tau \cdot \delta\tau}{(1 - n\tau)}, \quad (5)$$

где  $n$  — скорость счета импульсов, измеренная установкой;  $\tau$  — «мертвое» время установки;  $\delta\tau$  — относительное среднее квадратическое отклонение результатов измерений «мертвого» времени. Для описываемой установки на верхнем пределе измерений  $\theta_{\tau} \approx 0,006\%$ .

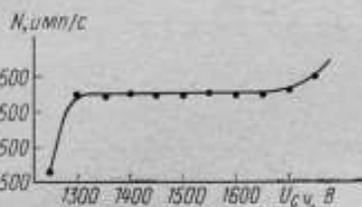


Рис. 5. Счетная характеристика пропорционального счетчика

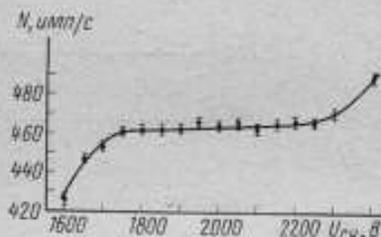


Рис. 6. Счетная характеристика сцинтилляционного счетчика

При измерении активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках рабочий режим счетчиков выбирается в результате исследования их счетных характеристик. На рис. 5 и 6 приведены зависимости скорости счета импульсов от напряжения на пропорциональном и сцинтилляционном счетчиках соответственно. Длина горизонтального участка этих характеристик — плато составила для пропорционального счетчика 400 В, а для сцинтилляционного счетчика — 500 В. Истинное значение потока  $\alpha$ -частиц, ограниченного телесным углом, определяется экстраполяцией линейной части дискриминационной характеристики счетчика. Дискриминационная характеристика пропорционального счетчика приведена на рис. 7, а и практически не имеет наклона, тогда как для сцинтилляционного счетчика она имеет заметный наклон (рис. 7, б). В связи с этим при обработке результатов измерений, полученных с пропорциональным счетчиком, можно достигнуть более высокой точности, чем при использовании сцинтилляционного счетчика (при равном числе измерений).

При измерении активности нуклидов в  $\alpha$ -источнике существенное влияние на точность результатов может оказать рассеяние  $\alpha$ -частиц на стенках камеры. Это влияние было подробно рассмотрено в работе [11], где показано, что рассеяние  $\alpha$ -частиц на стенках камеры зависит от материала стенок, телесных углов, внутри которых заключено  $\alpha$ -излучение, падающее на стенку камеры и рассеянное от нее, плотности рассеивающих центров и др. В работе

приводится теоретическая зависимость рассеяния  $\alpha$ -частиц для различных длин рассеивающей камеры. Экспериментальное определение этого влияния подтвердило теоретическую зависимость. Для установки УСЧ-8 это влияние составило  $0,09 \pm 0,05\%$  при длине рассеивающей камеры 600 мм, что хорошо совпадает с экспериментальными результатами [11]. Обнаружено, что при использовании рассеивающих колец, закрепленных на стенках цилиндрической камеры, эффект рассеяния  $\alpha$ -частиц не влияет на результаты измерений в пределах погрешности счетчика  $\pm 0,03\%$ . В описываемой установке применялись рассеивающие кольца из полиэтилена толщиной 2 мм.

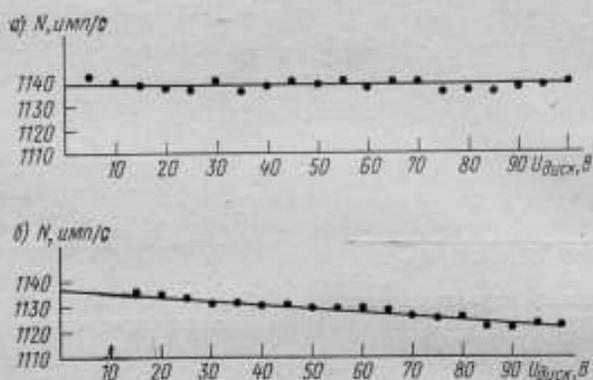


Рис. 7. Диспириминационная характеристика: а — пропорционального счетчика; б — сцинтилляционного счетчика

Оценка рассеивания  $\alpha$ -частиц на материале «окна» пропорционального счетчика производилась на основании результатов измерений, полученных в работе [12], и составляет ориентировочно  $5 \cdot 10^{-4}\%$ .

Экспериментальное исследование влияния остаточного давления воздуха в камере на поглощение и рассеяние  $\alpha$ -частиц показало, что заметный эффект наблюдается при давлении воздуха в камере более  $1,3 \cdot 10^3$  Н/м<sup>2</sup> (10 мм рт. ст.). Так как во время измерений потока  $\alpha$ -частиц давление в камере остается на уровне  $1,3 - 13$  Н/м<sup>2</sup>, то влиянием рассеяния и поглощения  $\alpha$ -частиц атомами воздуха на результаты измерений можно пренебречь.

Систематические погрешности измерений, обусловленные рассеянием  $\alpha$ -частиц на краях диафрагмы и от подложки источника, согласно [11], были меньше 0,01% и 0,02% соответственно.

Таким образом при измерении потока  $\alpha$ -излучения, заключенного в определенном телесном угле, практически нет необходимости вводить поправки, за исключением поправок на просчет из-за «мертвого» времени установки и на фон.

### Анализ погрешности измерений

Погрешность измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках методом счета числа  $\alpha$ -частиц в определенном телесном угле зависит от погрешности измерения потока  $\alpha$ -частиц, заключенного в этом телесном угле, и погрешности определения геометрического фактора.

Погрешность определения геометрического фактора складывается из следующих систематических погрешностей: погрешности расчетной формулы, погрешности определения диаметра диафрагмы, погрешности определения расстояния между источником и диафрагмой, погрешности, обусловленной неправильностью диафрагмы и источника, погрешности из-за смещения центра источника относительно центра диафрагмы. Помимо указанных погрешностей, обусловленных конструктивными особенностями установки, следует учитывать погрешности, обусловленные конструкцией  $\alpha$ -источников, а именно: погрешность из-за неточности определения диаметра источника и погрешность из-за неоднородности активного вещества источника.

Систематическая погрешность расчета геометрического фактора по формулам (2) и (3) обусловлена приближенным характером этих формул, связанным с пренебрежением некоторыми членами рядов. Для расчета геометрического фактора в описываемой работе обычно использовались первые четыре члена ряда. Если учесть последующие члены ряда, то значение геометрического фактора для установки УСЧ-8 изменится всего на  $0,5 \cdot 10^{-4}\%$ .

Систематическая погрешность определения геометрического фактора, обусловленная погрешностью определения диаметра диафрагмы, может быть оценена по формуле, которая была получена в результате дифференцирования выражения (3) по переменной  $r$  и после ряда упрощений и преобразований приняла вид

$$\delta G_r \approx 2 \frac{\Delta r}{r}, \quad (6)$$

где  $\Delta r$  — погрешность определения диаметра диафрагмы;  $\delta G_r$  — относительная погрешность определения геометрического фактора, обусловленная неточностью определения диаметра диафрагмы.

Анализ погрешности определения диаметра диафрагмы показывает, что наряду с погрешностью измерения, обусловленной измерительным прибором ( $\pm 0,001$  мм) и эллипсностью диафрагмы ( $\pm 0,002$  мм), имеет место систематическая погрешность, связанная с проникновением  $\alpha$ -частиц через края диафрагмы. Для  $\alpha$ -частиц с энергией 5,1 мэВ и угле скоса диафрагмы порядка  $60^\circ$  погрешность составляет  $\sim 0,003$  мм. Относительная погрешность определения геометрического фактора, рассчитанная по формуле (6), составляет  $\sim 0,08$  и  $\sim 0,02\%$  для диафрагм с диаметрами отверстий 15 и 60 мм соответственно.

Дифференцируя выражение (3) по переменной  $h$ , можно получить после преобразования выражение для систематической по-

грешности определения геометрического фактора  $\delta G_h$ , обусловленной погрешностью определения расстояния между источником и диафрагмой

$$\delta G_h \approx \frac{2\Delta h}{h} \quad (7)$$

Это выражение применимо при условии  $(r/h)^2 \ll 1$ .

При непосредственном измерении расстояния между металлическим источником и диафрагмой с помощью глубиномера погрешность измерения этого расстояния составляет  $\pm 0,01$  мм. Если при этом используются измерительные стержни, то погрешность увеличивается до  $\pm 0,02$  мм. Кроме того, при определении расстояния следует учитывать отклонение от плоскопараллельности диафрагмы и источника.

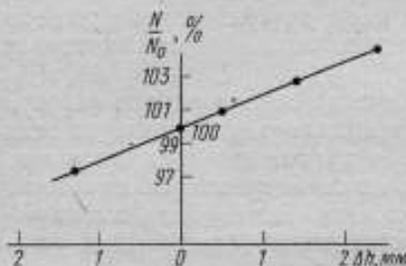


Рис. 8. Зависимость скорости счета импульсов от изменения расстояния между источником и диафрагмой

Исследования показали, что это отклонение составляет  $0,012$  мм для диафрагмы с максимальным диаметром отверстия  $60$  мм. Если непосредственно измерить расстояние между источником и диафрагмой не представляется возможным, то измеряются отдельно толщина подложки источника, расстояние до вкладыша и т. д. В этом случае погрешность измерения увеличивается до  $0,04 - 0,05$  мм, и при расстоянии  $h \approx 600$  мм относительная погрешность определения геометрического фактора, рассчитанная по формуле (7), составит  $0,017\%$ . При измерении с помощью глубиномера минимального расстояния  $h \approx 100$  мм указанная погрешность измерения составляет  $\pm 0,015$  мм, а погрешность определения геометрического фактора  $\pm 0,03\%$ . Экспериментальная проверка этих результатов проводилась путем исследования зависимости изменения скорости счета импульсов при изменении расстояния между источником и диафрагмой в пределах  $\pm 2$  мм с помощью специальных дисков. Из рис. 8 видно, что при изменении расстояния  $\Delta h$  на  $\pm 0,5$  мм скорость счета изменяется на  $1\%$ . Экстраполируя этот результат к значению  $\Delta h = 0,015$  мм, получаем изменение скорости счета импульсов  $0,03\%$ , что согласуется со значением, полученным расчетным путем для расстояния  $h \approx 100$  мм.

При измерении активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках на тонких пленках и фольгах относительная погрешность определения геометрического фактора, обусловленная измерением расстояния между двумя диафрагмами, может иметь такой же порядок, как и при измерении  $\alpha$ -источников на металлических подложках. Однако

при этом необходимо, чтобы  $\alpha$ -источник находился на одинаковом расстоянии от обеих диафрагм.

При изготовлении установки особое внимание обращалось на соосность основных частей счетной системы. В результате оценки возможных отклонений центров диафрагм, центров цилиндрических камер, кассеты, вкладыша и источника относительно центральной оси было найдено общее смещение центра образцового  $\alpha$ -источника относительно центра диафрагмы, которое составило  $\Delta_c = 0,3$  мм. Теоретическая оценка влияния этого смещения на изменение геометрического фактора производилась по формуле [13]

$$\delta G_{\Delta} = \frac{G_+ S_-}{GS} + \left(1 - \frac{G_- S_-}{GS}\right) \frac{S - S_- - 2b\Delta_c}{S - S_-} + \left(\frac{G_+ S_+}{GS} - 1\right) \frac{2b\Delta_c}{S_+ - S_-} \quad (8)$$

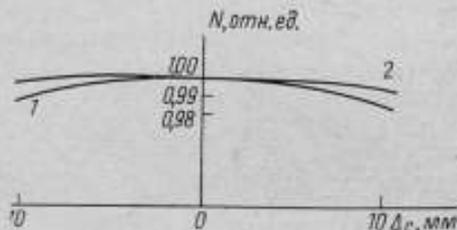


Рис. 9. Зависимость скорости счета импульсов от смещения источника  
1 —  $h = 100$  мм; 2 —  $h = 600$  мм

где  $S$ ;  $S_-$ ;  $S_+$  — площади активных поверхностей  $\alpha$ -источников, рассчитанные для диаметров  $2b$ ,  $2b - \Delta_c$  и  $2b + \Delta_c$  соответственно;  $G$ ,  $G_-$ ,  $G_+$  — геометрические факторы, рассчитанные для  $\alpha$ -источников с площадями  $S$ ,  $S_-$ ,  $S_+$ .

В результате было установлено, что смещение образцового  $\alpha$ -источника с площадью активной поверхности  $10 \text{ см}^2$  на  $\Delta_c = 0,3$  мм привело к изменению геометрического фактора на  $0,04\%$  для расстояния  $h \approx 100$  мм и на  $0,003\%$  для расстояния  $h \approx 600$  мм. Экспериментальное исследование изменения скорости счета импульсов в зависимости от смещения  $\alpha$ -источника относительно центрального положения (рис. 9) подтвердили полученные результаты; экстраполяция кривой, снятой при  $h = 100$  мм, к значению  $\Delta_c = 0,3$  мм дает изменение скорости счета импульсов  $0,03\%$ .

Большое значение для получения высокой точности измерений активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках методом счета числа частиц в определенном телесном угле имеет качество изготовления этих источников. В СССР выпускаются  $\alpha$ -источники, предназначенные для аттестации в качестве образцовых, по единым техническим условиям МРТУ-10-Г36-69. В табл. 1 приведены параметры этих  $\alpha$ -источников, а также значения погрешности определения геометрического фактора, обусловленные неточностью определения диаметра активного пятна  $\alpha$ -источника. Погрешность определения геометрического фактора  $\delta G_b$  — обусловленная неточностью определения диаметра  $\alpha$ -источника оценивалась при условии  $(b/h)^2 \ll 1$

$$\delta G_b \approx \frac{3}{2} \left(\frac{b}{h}\right)^2 \delta b, \quad (9)$$

где  $\delta b$  — относительная погрешность определения диаметра активного пятна  $\alpha$ -источника.

Примечание. Погрешность  $\delta G_s$  для источников  $S = 40 \text{ см}^2$  и  $S = 100 \text{ см}^2$  рассчитывалась по формуле (3).

Таблица 1

$S_{\text{ист.}}$ см <sup>2</sup>	2b, мм	$\Delta b$ , мм	$\delta b$ , %	$\delta G_s$ , %	
				$h = 100 \text{ мм}$	$h = 600 \text{ мм}$
1	12	0,6	5,0	0,022	0,0005
4	22	0,8	3,6	0,064	0,0014
10	36	1,0	2,8	0,134	0,0036
40	71	1,0	1,4	0,24	0,0071
100	113	1,5	1,3	0,43	0,017

Из табл. 1 видно, что для получения высокой точности измерений активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках с большой площадью активной поверхности необходимо проводить измерения при больших расстояниях.

Для оценки систематической погрешности, обусловленной неоднородностью распределения активного вещества  $\alpha$ -источника, были рассчитаны отклонения геометрического фактора в случае неоднородного источника с неравномерностью распределения активного вещества порядка 20% (допустимое значение неравномерности согласно МРТУ-10-136-69). При этом рассматривались два предельных случая неравномерного распределения активного вещества: а) когда активное вещество находится преимущественно в центре источника, б) когда активное вещество находится преимущественно на краях источника.

В результате анализа погрешности определения геометрического фактора было найдено, что влияние неоднородности велико при малых расстояниях между источником и диафрагмой, особенно для первого случая. Так, при расстоянии  $h = 100 \text{ мм}$  это влияние составило 0,9%. При увеличении расстояния между источником и диафрагмой до 600 мм влияние неоднородности активного вещества резко уменьшается до 0,03%. В связи с этим рекомендуется производить измерения при больших расстояниях между источником и диафрагмой, а если это не возможно, следует после исследования неоднородности распределения активного вещества  $\alpha$ -источника вычислить геометрический фактор с учетом поправки на неоднородность источника по формуле:

$$\bar{G} = \frac{x}{b_2^2 - b_1^2} (b_2^2 G_2 - b_1^2 G_1) + y G_1, \quad (10)$$

где  $x$  и  $y$  — доля активного вещества, заключенного в центральной и в периферической зоне  $\alpha$ -источника соответственно;  $2b_1$  и  $2b_2$  — диаметр круга центральной и периферической зоны источ-

ника соответственно;  $G_1$  и  $G_2$  — геометрические факторы, соответствующие круглым источникам с диаметром  $2b_1$  и  $2b_2$  соответственно.

При введении поправки погрешность определения геометрического фактора практически может составить 0,03 — 0,05%. Неоднородность распределения активного вещества  $\alpha$ -источников может быть исследована радиографическим методом или методом, описанным в работе [14].

Таким образом, в результате анализа погрешностей измерений можно найти суммарную погрешность измерений активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках. Она определяется случайными и систематическими погрешностями и рассчитывается по формуле [15]

$$\delta A = t\xi \sqrt{S_0^2 + \frac{1}{3} \sum_{j=1}^m \theta_{0j}^2}, \quad (11)$$

где  $\delta A$  — относительная погрешность измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках;  $t\xi$  — коэффициент, определяемый выбранной доверительной вероятностью;  $S_0$  — среднее квадратическое отклонение всех случайных погрешностей измерений и их неисключенных остатков;  $\theta_{0j}$  — составляющие систематических погрешностей и их неисключенных остатков с учетом коэффициентов влияния.

Таблица 2

Источник погрешности	Поправка, %	Относительная погрешность, %	
		$h=100$ мм	$h=600$ мм
<b>Определение геометрического фактора</b>			
Определение диаметра диафрагмы	—	0,08	0,08
$h = 15$ мм	—	0,02	0,02
$h = 60$ мм	—	0,03	0,017
Определение расстояния источник-диафрагма	—	0,134	0,017
Определение диаметра источника	—	0,04	0,003
Смещение центра источника	—	0,04	0,003
Неоднородность источника			
случай <i>a</i>	0,85	0,04	0,025 *
случай <i>b</i>	0,90	0,05	0,027 *
Погрешность расчета		$0,5 \cdot 10^{-4}$	—
<b>Определение потока <math>\alpha</math>-частиц</b>			
Эффективность регистрации	99,99	0,03	
Рассеяние от стенок камеры	—	0,03	
Просчет импульсов из-за «мертвого» времени	1	0,006	
Рассеяние на краях диафрагмы	—	0,01	
» от подложки источника	—	0,02	

Примечание. Указанная систематическая погрешность рассчитана без учета поправки на неоднородность источника.

Случайная погрешность измерений в основном определяется погрешностью измерения экстраполированного значения скорости счета импульсов от  $\alpha$ -источника и погрешностью измерения скорости счета импульсов фона. Среднее квадратическое отклонение  $S_0$  может составлять 0,02 — 0,1%.

Значения основных составляющих систематических погрешностей и их неисключенных остатков приведены в табл. 2.

Анализируя данные табл. 2, можно сделать вывод, что наиболее точным является измерение активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках при условии применения диафрагм с максимальным диаметром отверстия 60 мм и максимального расстояния между источником и диафрагмой 600 мм. При этом суммарная погрешность измерений составляет ~ 0,2%. Менее оптимальным является измерение активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках в диапазоне  $10^4$  расп/с при минимальном расстоянии между источником и диафрагмой. При этом можно достичь суммарной погрешности измерений порядка 0,5% при условии введения поправки на неоднородность распределения активного вещества источника. (Оценка суммарной погрешности измерений производилась при доверительной вероятности 0,95.)

#### Заключение

Созданная во ВНИИМ эталонная установка УСЧ-8 позволяет воспроизводить единицу активности  $\alpha$ -излучающих нуклидов абсолютным методом путем счета числа частиц в определенном телесном угле. В результате исследования установки определен диапазон измеряемых активностей нуклидов в  $\alpha$ -источниках на металлических подложках, тонких пленках и фольгах от  $10^4$  до  $10^8$  расп/с. Анализ погрешности измерений показывает, что с помощью этой установки можно воспроизводить единицу активности в указанном диапазоне с погрешностью 0,2 — 0,5%. Особенностью установки УСЧ-8 является счетная система с определенным телесным углом, имеющая два канала регистрации, в которой с целью повышения точности измерений значительно увеличены размеры диафрагм и расстояний между ними и источником по сравнению с так называемыми камерами низкой геометрии.

Установка предназначена для последующего включения в состав государственного первичного эталона единицы активности нуклидов с целью устранения разрыва в диапазоне воспроизведения единицы между эталонными установками УЭА-2 (метод 2 $\pi$ -счета) и УЭА-5 (калориметрический метод).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Новые Государственные эталоны единиц ионизирующих излучений. «Измерительная техника», 1969, № 7.
2. Робинсон Г. П. Новая конструкция  $\alpha$ -счетчика с большим телесным углом для точных измерений. В сб. «Метрология ионизирующих излучений», Госатомиздат, 1962.

3. Sprengel A., Lerch O. «Nucl. Instrum. and Meth.» 1965, 32, 293.
4. Curtis M. L., Heyd J. W. «Nucleonics» 1955, v. 13, N 5, 35.
5. Jaffey A. H. «Rev. Sc. Instrum.» 1954, № 25, 349.
6. Комарек Р. «Atom Kernenergie». 1967, N. 9/10.
7. Петержак К. А., Бак М. А. Определение доли излучения, падающей на круглую мишень от круглого источника. «ЖТФ», 1955, т. 25, вып. 4.
8. Константинов А. А., Кочин А. Е., Сазонова Т. Е. Определение во ВНИИМ удельной активности растворов с помощью 4π-счетчиков при международных сличениях. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149), Изд-во стандартов, 1967.
9. Дементьев В. А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов. Атомиздат, 1967.
10. Константинов А. А., Кочин А. Е., Перепелкин В. В. Образцовая установка УСЧ-5. В сб. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2, Изд-во стандартов, 1964.
11. Bambynek W. B. «Report SM-79/11». EUROATOM, Geel.
12. Measdey D. F., Schneider R. J. «Nucl. Instrum and Meth.» 1966, 42, 26.
13. Бугорков С. С., Малкин Л. З., Петержак К. А. Ионизационные камеры для счета α-частиц. «Труды радиевого института им. В. Г. Хлопина», 1959, т. 9.
14. Алексеев В. Я., Константинов А. А., Перепелкин В. В., Соколова И. А., Тришин Н. В. Установка для измерения внешнего α- и β-излучения и относительной неравномерности нанесения активности по поверхности больших распределенных α- и β-источателей. Исследования в области измерений ионизирующих излучений, вып. 69 (129), Стандартгиз, 1969.
15. Рабинович С. Г. Методика вычисления погрешности результата измерений. «Метрология», 1970, № 1.

Поступила в редакцию  
11.04. 1972 г.

УДК 539.163.081.089.68 : 547

А. А. КОНСТАНТИНОВ, Т. Е. САЗОНОВА  
АНД. А. КОНСТАНТИНОВ, С. Н. АНУФРИЕВ  
ВНИИМ

### ИСХОДНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОНОЗАХВАТНЫХ НУКЛИДОВ МЕТОДОМ KX- LX-СОВПАДЕНИЙ

Электронозахватные нуклиды находят все большее применение в различных областях науки и техники. Например, некоторые из них ( $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ) широко используются как источники характеристического рентгеновского излучения, так как обладают значительно большей стабильностью интенсивности излучения, чем рентгеновские трубки. Другие (например,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ) используются для изготовления образцовых спектрометрических γ-источников (ОСИ). Из некоторых электронозахватных нуклидов (например,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  и др.) изготавливаются источники конверсионных электронов. Они имеют преимущество перед источниками конвер-

сионных электронов, изготовленными из радионуклидов, распадающихся с испусканием  $\beta$ -частиц, так как последние создают бесполезную загрузку детектора конверсионных электронов. Широкое применение электрозахватных нуклидов требует разработки новых методов измерения их активности.

Измерение активности электрозахватных нуклидов является более трудной задачей, чем измерение активности радионуклидов, распадающихся с испусканием  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц. Если каждый акт  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада сопровождается испусканием сравнительно легко детектируемых частиц, то электронный захват сопровождается испусканием только моноэнергетического нейтрино и характеристического рентгеновского фотона или электрона Оже.

Измерение активности электрозахватных нуклидов упрощается в тех случаях, когда электронный захват сопровождается испусканием  $\gamma$ -излучения. Активность таких электрозахватных нуклидов с достаточной точностью измеряется методом совпадений  $KX$ - и  $\gamma$ -квантов. Кроме того, она может быть определена с помощью откалиброванного сцинтилляционного или полупроводникового спектрометра. Этот метод дает высокую точность в том случае, если энергия  $\gamma$ -кванта сравниваемого источника близка к энергии  $\gamma$ -кванта источника, по которому производилась калибровка данного  $\gamma$ -спектрометра.

Активность электрозахватных нуклидов, распад которых не сопровождается  $\gamma$ -излучением, может быть определена только по интенсивности характеристического рентгеновского излучения. При этом для нуклидов с атомным номером  $Z < 40$  используются  $4\pi$ -или  $2\pi$ -пропорциональные счетчики, работающие при высоком давлении. Применяемый для этих целей метод трех наполнений [1] позволяет более точно установить уровень фона от источника по отношению к измеряемому рентгеновскому излучению.

Активность электрозахватных нуклидов с атомным номером  $Z > 40$  можно измерять при помощи сцинтилляционных счетчиков с  $4\pi$ -геометрией. Однако этот метод не нашел широкого применения. Точность измерения активности электрозахватных нуклидов по интенсивности  $KX$ -излучения в большой степени зависит от точности определения выходов  $K$ -флуоресценции, а также от точности измерений отношения вероятности  $K$ -захвата к вероятности захвата электрона с  $L$ -,  $M$ -,  $N$ -оболочек.

Для измерения активности электрозахватных нуклидов со средними и большими атомными номерами ( $Z > 40$ ) разработан метод совпадений  $KX$ - и  $LX$ -фотонов [2], не требующий введения поправок на поглощение и самопоглощение рентгеновского излучения, а также на выходы флуоресценции. Однако при этом необходимо учитывать угловую корреляцию характеристического рентгеновского излучения, особенно если измерения производятся в малых телесных углах.

Исследованию угловой корреляции между  $KX$ - и  $LX$ -фотонами, испускаемыми при электронном захвате, было уделено большое

внимание, так как экспериментальные данные по этому вопросу в литературе отсутствуют. Экспериментально была установлена угловая корреляция характеристического рентгеновского излучения на примере  $^{160}\text{Dy}$  ( $^{156}\text{Tb}$ ) и  $^{181}\text{W}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ) [3]. Регистрация рентгеновского излучения при измерении активности нуклидов методом  $KX$ - $LX$ -совпадений производится в телесных углах от 0,5 л, до 2л, поэтому влияние угловой корреляции на результаты измерений незначительно.

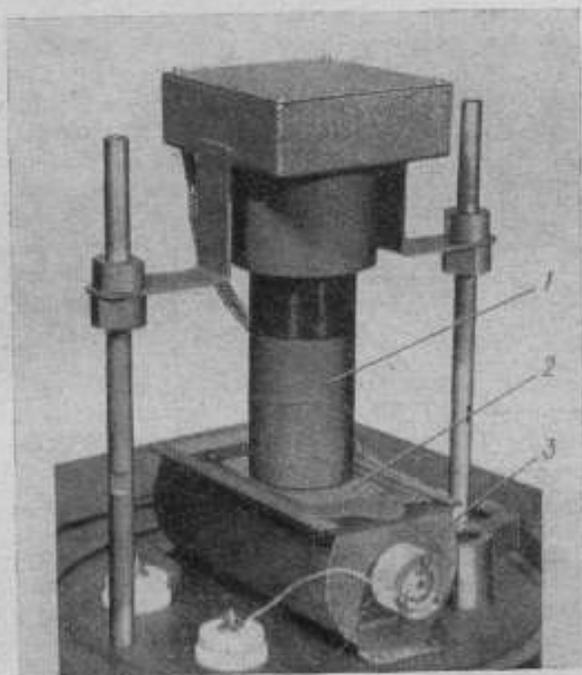


Рис. 1. Детектор  $KX$ - и  $LX$ -фотонов.

1 — сцинтилляционный счетчик; 2 — рамка с источником; 3 — пропорциональный  $2\pi$ -счетчик

Детектор  $LX$ - $KX$ -совпадений (рис. 1) состоит из пропорционального  $2\pi$ -счетчика для регистраций рентгеновского  $L$ -излучения и сцинтилляционного счетчика с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$  для регистрации рентгеновского  $K$ -излучения. Использование пропорционального  $2\pi$ -счетчика позволяет определять активность электронозахватных нуклидов одновременно двумя методами: методом  $KX$ - $LX$ -совпадений и методом трех наполнений пропорционального  $2\pi$ -счетчика. Пропорциональный счетчик изготовлен в виде латунного цилиндра диаметром 90 мм и высотой 180 мм. Анодом является константановая нить диаметром 100 мкм, натянутая между фторопла-

стовыми изоляторами. Для уменьшения искажения электрического поля на краях нити в изоляторы вмонтированы экранирующие трубки, на которые подается напряжение, равное примерно  $2/3$  анодного. Сцинтилляционный счетчик, состоящий из кристалла NaI (Тl) размерами  $40 \times 50$  мм и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-13, укрепляется на двух металлических стержнях с резьбой так, что он может перемещаться в вертикальном направлении. Измеряемый источник, изготовленный на тонкой пленке и покрытый для поглощения электронов Оже бериллиевой фольгой, укрепляется на латунной рамке, которая вставляется в специальные пазы

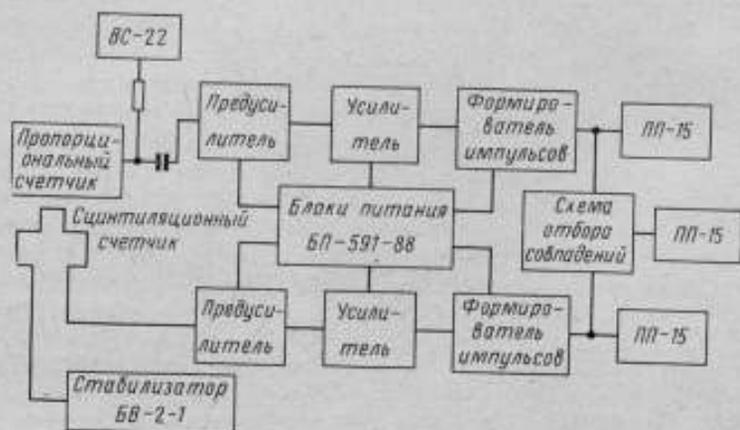


Рис. 2. Блок-схема установки КХ- и LX-совпадений: СС — сцинтилляционный счетчик; ПС — пропорциональный счетчик; ВС — 22 — высоковольтный стабилизатор; ПУ — предусилитель; У — усилитель; ФИ — формирователь импульсов; ПП — 15 — пересчетные приборы; СОС — схема отбора совпадений; БП — 591 — 88 — блок питания; БВ — 2 — 1 — стабилизатор

вплотную к пропорциональному счетчику для сохранения геометрии  $2\pi$ . Выполнение геометрии  $2\pi$  проверялось по результатам измерения того же источника в большом пропорциональном  $2\pi$ -счетчике с тремя нитями (анодами) [4]. Система счетчиков  $2\pi$ , LX—КХ-совпадений помещена под стеклянный колпак, тщательно притертый к латунному столику. Для уменьшения внешних наводок колпак закрывается медным экраном.

Блок-схема установки для измерения активности электрозахватных нуклидов методом КХ—LX-совпадений приведена на рис. 2.

Импульсы отрицательной полярности от пропорционального счетчика поступают на предусилитель, собранный по схеме трехкаскадной секции с отрицательной обратной связью и коэффициентом усиления 100. В качестве предусилителя к сцинтилляционному счетчику служит катодный повторитель, собранный по схеме

Уайта. Оба предусилителя располагаются непосредственно под латунным столиком, на котором смонтированы пропорциональный и сцинтилляционный счетчики, и вместе со счетчиками закрываются медным экраном. Предварительно усиленные импульсы от счетчиков поступают на усилительные секции, составленные из дифференциальных схем с отрицательной обратной связью, с коэффициентом усиления 10 и временем нарастания  $\sim 0,06$  мкс.

После усилителя сформированные по амплитуде и длительности импульсы поступают на схему отбора совпадений. Формирователи импульсов собраны по схеме одноканального триггера с катодной связью таким образом, что на выходе их, меняя с помощью переключателя постоянную  $RC$ , можно получать импульсы 1; 1,5 и 2 мкс. Применяемая схема отбора совпадений основана на умножении и построена с использованием лампы 6А2П. Коэффициент отбора равен 50. «Мертвое» время трех каналов в зависимости от трех различных длительностей импульсов, поступающих с формирователей, равняется 1,5; 2 и 2,5 мкс, что соответствует разрешающему времени схемы совпадений  $\sim 1; 1,5$  и 2 мкс. Измерение числа совпадений при трех значениях разрешающего времени позволяет контролировать правильность работы схемы. В качестве регистрирующих устройств применяются пересчетные приборы ПП-12 с разрешающим временем 1 мкс. Напряжение на счетчики подается с высоковольтных стабилизированных выпрямителей ВС-22. Анодное напряжение и накал к электронным лампам подается от блоков питания БЗ-3 и БП-591-88. Вся радиоэлектронная аппаратура, за исключением ВС-22, смонтирована в стойку размерами  $0,53 \times 0,53 \times 1,9$  м<sup>3</sup>.

Методом  $KX-LX$ -совпадений были измерены активности следующих электрозахватных нуклидов:  $^{143}\text{Sm}$ ,  $^{150}\text{Dy}$ ,  $^{181}\text{W}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ , так как из-за очень слабой интенсивности  $\gamma$ -излучения метод  $KX-\gamma$ -совпадений не может быть применен для этой цели. Число вакансий, образующихся в  $L$ -оболочке в результате распада этих нуклидов, определяется по формуле

$$N_0^L = \frac{kN'_{LX}N'_{KX} [1 - \tau_R(N_{LX} + N_{KX})]}{(N_c - 2\tau_R N_{LX}N_{KX})(1 - N_c\tau_M)}, \quad (1)$$

где  $N_{LX}$  и  $N_{KX}$  — скорость счета числа  $LX$ - и  $KX$ -фотонов соответственно;  $N'_{LX}$ ,  $N'_{KX}$  — то же без фона;  $N_c$  — скорость счета числа совпадений между  $LX$ - и  $KX$ -фотонами;  $k$  — отношение интенсивностей линий  $K_{\alpha_1} + K_{\alpha_2}$  к общей интенсивности  $KX$ -излучения;  $\tau_R$  — разрешающее время схемы совпадений;  $\tau_M$  — «мертвое» время по каналам (в данном случае одинаковое для всех трех каналов).

Активность указанных электрозахватных нуклидов  $A$  связана с числом вакансий в  $L$ -оболочке  $N_0^L$ , определяемых методом  $KX-LX$ -совпадений через некоторый переходной коэффициент  $l$ ,

который можно рассчитать, исходя из схемы распада [2]

$$A = \frac{N_0^L}{p}. \quad (2)$$

Значения переходных коэффициентов  $p$  составили: для  $^{148}\text{Sm}$  — 1,58; для  $^{180}\text{Dy}$  — 1,09; для  $^{181}\text{W}$  — 1,13; для  $^{207}\text{Bi}$  — 0,941.

Метод совпадений при измерении активности дает достоверные результаты в том случае, если детектор чувствителен только к одному из видов совпадающих излучений. В проведенных исследованиях детектор  $KX$ -излучения — сцинтилляционный счетчик — нечувствителен к  $LX$ -фотонам, так как они поглощались оболочкой кристалла. Детектор  $LX$ -излучения — пропорциональный счетчик — в какой-то мере всегда чувствителен к  $KX$ -фотонам. Эффективность пропорционального счетчика к  $KX$ -излучению можно учесть путем дифференциального счета или дополнительных измерений. Одновременно с активностью электрозахватных нуклидов методом совпадений  $KX$ — $LX$ -фотонов была измерена активность тех же нуклидов по поглощению  $LX$ -фотонов методом трех наполнений. Одновременное применение этих двух методов позволяет учесть систематические погрешности метода совпадений. Эти погрешности обусловлены дополнительными совпадениями: один и тот же  $KX$ -фотон при комптоновском рассеянии или фотопоглощении в сцинтилляционном кристалле может дать совпадения из-за того, что рассеянный  $KX$ -фотон или флуоресцентное излучение кристалла поглотится в пропорциональном счетчике (основное совпадение возникает между  $LX$ -фотоном, поглощенным в пропорциональном счетчике, и  $KX$ -фотоном, поглощенным в сцинтилляционном кристалле). Дополнительные совпадения можно устранить путем дискриминации пика «вылета», являющегося их источником.

Метод трех наполнений пропорционального счетчика позволяет исключить постоянный фон, обусловленный стеночным эффектом и возможными радиоактивными примесями. Величина этого фона, связанного с присутствием источника в счетчике, по отношению к измеряемым  $LX$ -фотонам определялась при наполнении счетчика метаном до давления 8—13 кН/м<sup>2</sup> (6—10 см. рт. ст.). Для повышения точности определения полного числа  $LX$ -фотонов производилось несколько кратных добавлений аргона к метану.

Погрешность измерения активности электрозахватных нуклидов по поглощению  $LX$ -фотонов в пропорциональном счетчике или методом совпадений  $KX$ — $LX$ -фотонов в значительной степени зависит от точности установления схемы распада, в частности, точности определения процента перехода на данный уровень, а также от коэффициентов конверсии. Кроме того, при использовании первого метода нужно вводить поправку на поглощение  $LX$ -фотонов в фольге, закрывающей источник, а чтобы от полного числа  $LX$ -фотонов перейти к активности нуклида, нужно знать значение среднего выхода флуоресценции для  $L$ -уровня и отношение вероят-

ностей электронного захвата с  $K$ - и  $L$ -уровней. Разработанный метод измерения активности электрозахватных нуклидов по совпадениям  $KX$ — $LX$ -фотонов не требует определения среднего выхода  $L$ -флуоресценции и введения поправки на поглощение  $LX$ -фотонов бериллиевой фольгой, закрывающей источник. Однако в этом случае необходимо знать отношение интенсивностей линий  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\alpha}$ -рентгеновского излучения для данного нуклида. Так как  $^{148}\text{Sm}$ ,  $^{159}\text{Dy}$ ,  $^{181}\text{W}$  и  $^{207}\text{Bi}$  имеют сложную схему распада, то погрешность измерения их активности методом  $KX$ - $LX$ -совпадений составляет 3—5%, а по поглощению  $LX$ -фотонов в пропорциональном счетчике — 4-6%, так как точность определения средних выходов  $L$ -флуоресценции в настоящее время невелика [5].

Поскольку для измерения активности нуклидов и полного числа фотонов, испускаемых нуклидом в телесном угле  $2\pi$  ( $N_0^X$ ), использовались два независимых метода, то на основании этих данных можно оценить средний выход флуоресценции для  $L$ -уровня нуклида  $\bar{\omega}_L$

$$N_0^X = An\bar{\omega}_L. \quad (3)$$

Такая оценка была проведена для  $^{148}\text{Sm}$  и  $^{154}\text{Dy}$  с целью контроля применявшихся методов измерений. Полученные значения средних выходов  $L$ -флуоресценции, равные для  $^{148}\text{Sm}$  ( $^{148}\text{Sm}$ ) 18,5% и для  $^{159}\text{Tb}$  ( $^{159}\text{Dy}$ ) 19,5%, хорошо согласуются со значениями  $\bar{\omega}_L$ , приведенными в работе [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Константинов А. А. Измерение активности препаратов, распадающихся путем электронного захвата. «Приборы и технические эксперименты», № 1, 1959.
2. Константинов А. А. и Сазонова Т. Е. Измерение активности электрозахватных нуклидов методом совпадений  $LX$ - и  $KX$ -квантов. Симпозиум «Стандартизация радионуклидов», МАГАТЭ, Вена, 1967.
3. Константинов А. А. и Сазонова Т. Е. Исследование угловой корреляции между  $KX$ - и  $LX$ -излучением  $^{149}\text{Dy}$  ( $^{149}\text{Tl}$ ) и  $^{181}\text{W}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ), Изв. АН СССР, сер. физ., т. 32, 1968.
4. Константинов А. А., Кочин А. Е. и Перепелкин В. В. Образцовая установка УСЧ-5. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», вып. 2. Изд-во стандартов, 1964.
5. Fink R. W., Jorson R. C., Hans Mark, Swift C. D. «Rev. Mod. Phys.», v. 38, p. 513, 1966.

Поступила в редакцию  
29.12. 1972 г.

ИСХОДНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ  
ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ  $^{14}\text{C}$  В ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ  
ОБРАЗЦАХ

Абсолютное измерение активности  $\beta$ -нуклидов с малой энергией частиц ( $E_{\text{макс}} < 300$  кэВ) при помощи  $4\pi$ -счетчиков затруднено вследствие сильного поглощения  $\beta$ -частиц в источнике и малой точности определения соответствующих поправок. Наиболее оптимальным методом абсолютного измерения активности указанных нуклидов в твердых и жидких образцах, допускающих перевод радионуклидов в газовую фазу, является метод внутреннего наполнения, который называют также методом внутреннего газового счета и при котором радионуклид в газовой фазе вводят в составе рабочего газа внутрь пропорционального газового счетчика [1, 2]. К таким нуклидам относится  $^{14}\text{C}$  (в углекислых соединениях), измерение активности которого необходимо для решения ряда научных и технических проблем. Этот нуклид, входящий в состав углекислых солей и их растворов, в результате химической реакции переводится в углекислый газ ( $^{14}\text{CO}_2$ ) и в виде добавки к рабочему газу (метану) вводится внутрь счетчика.

В составе утвержденного государственного первичного эталона единицы активности нуклидов отсутствует эталонная установка для воспроизведения единицы активности  $\beta$ -нуклидов с малой энергией частиц в твердых и жидких образцах. В связи с этим во ВНИИМ создана исходная установка для воспроизведения единицы активности  $\beta$ -нуклидов с граничной энергией частиц меньше 300 кэВ в твердых и жидких образцах методом внутреннего наполнения (рис. 1).

Установка состоит из двух частей — комплекта счетчиков внутреннего наполнения с вакуумной системой и измерительного стенда. Вакуумная система служит для перевода радионуклида, содержащегося в солях и их растворах, в газовую фазу, а также для откачки счетчиков и наполнения их полученным активным газом в смеси с метаном.

Измерительная часть установки состоит из системы пропорциональных счетчиков, используемых в качестве детектора излучений, а также усилительной и регистрирующей аппаратуры. Конструкция пропорциональных счетчиков показана на рис. 1. Катод счетчиков представляет собой трубку из нержавеющей стали диаметром  $29,99 \pm 0,01$  мм и толщиной стенок 2 мм. В качестве анода применяется вольфрамовая нить диаметром 60 мкм, которая крепится на специальных держателях в изоляторах и натягивается с помощью

пружины. Изоляторы изготовлены из фторопласта и имеют выемку длиной 30 мм. Они плотно насаживаются на катод, для впуска газа имеются отверстия. В изоляторы вмонтированы защитные стальные трубки длиной 30 мм и наружным диаметром 0,8 мм. Особенность

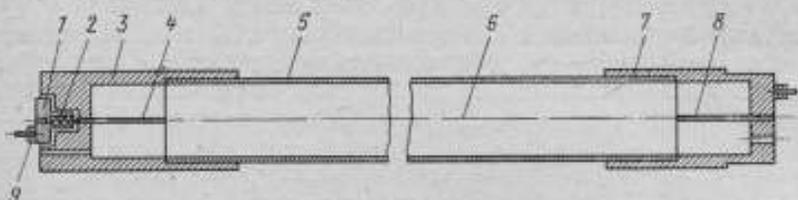


Рис. 1. Конструкция счетчика

1 — держатель нити; 2 — пружина; 3, 7 — изоляторы; 4 — защитная трубка; 5 — корпус счетчика; 6 — плита; 8 — контактный вывод; 9 — крепление нити

счетчика состоит в том, что нить (анод) проходит за пределы катода, а это позволяет получить менее искаженное электрическое поле у концов счетчика. Применение же защитных трубок дает возможность точно определить длину рабочей зоны.

В установке использована так называемая компенсационная система из трех счетчиков [1, 2], смонтированных вместе внутри герметичной латунной камеры, обеспечивающей одинаковое наполнение счетчиков счетным газом. Все счетчики одинаковы по конструкции и диаметру и отличаются только длиной, равной:  $169,8 \pm 0,01$  мм для счетчика № 1 (короткого),  $239,77 \pm 0,01$  мм для счетчика № 2 (среднего) и  $399,92 \pm 0,01$  мм для счетчика № 3 (длинного).

На рис. 2 представлены характеристики счетчиков, имеющих изоляторы с воздушным пространством и защитными трубками, находящимися под потенциалом анода. Наклон плато счетчиков, соединенных с неперегружающимся усилителем, обусловлен в основном увеличением счетного объема за счет концов с увеличенным напряжением. Тот факт, что концы счетчиков одинаковы, подтверждается параллельностью плато характеристик всех трех счетчиков (равный абсолютный прирост скорости счета при одинаковом при-

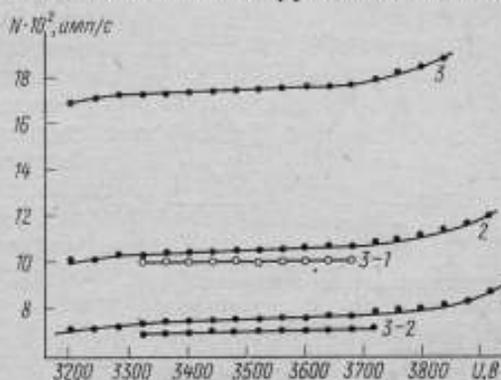


Рис. 2. Счетные характеристики счетчиков, имеющих изоляторы с воздушной частью и защитными трубками

1, 2, 3 — счетные характеристики малого, среднего и большого счетчиков; 3-1 — счетная характеристика разности счетов 3-го и 1-го счетчиков; 3-2 — счетная характеристика разности счетов 3-го и 2-го счетчиков

росте напряжения для каждого счетчика). Более короткое плато характеристики длинного счетчика, по-видимому, можно объяснить перегрузкой усилителя импульсами, возникающими из-за частиц, которые вылетают параллельно нити. Кривые 3-1 и 3-2 соответствуют разностям скоростей счета между длинным и коротким, а также длинным и средним счетчиками. Плато этих кривых на протяжении 350—400 В практически не имеют наклона в пределах экспериментальных ошибок. Кривая, построенная по точкам,

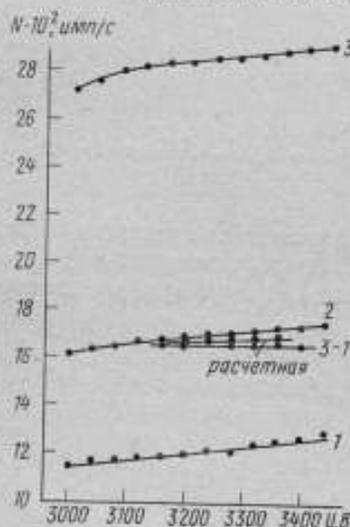


Рис. 3. Счетные характеристики счетчиков с катодами из нержавеющей стали с изоляторами типа пробки без защитных трубок  
1, 2, 3 — счетные характеристики малого, среднего и большого счетчиков;  
3-1 — счетные характеристики разности скоростей счета 3-го и 1-го счетчиков

полученным из выражения  $(N_3 - N_2) \frac{V_3 - V_1}{V_2 - V_1}$  (где  $N_2, N_3$  —

скорость счета импульсов от счетчиков № 2 и 3;  $V_2, V_3$  — их объемы) совпадает с кривой 3-1. Это говорит о том, что компенсация, т. е. устранение концевых эффектов, достигнута при использовании длинного счетчика в комбинации как со средним, так и с коротким счетчиками. Поэтому для серийных измерений в дальнейшем применялась одна пара счетчиков.

В процессе выбора конструкции исследовались счетчики разных диаметров с различной конструкцией изоляторов. На рис. 3 приведены характеристики счетчиков с фторопластовыми изоляторами типа пробки без применения защитных трубок. Видно, что плато кривой 3-1 не совпадает с расчетным, т. е. длина короткого счетчика недостаточна для компенсации.

Применение счетчиков меньших диаметров (20 мм) также не дало удовлетворительных результатов.

Усилительная и регистрирующая аппаратура размещена на специальном стенде. Блок-схема ее показана на рис. 4. Используется неперегружающийся усилитель с гальваническими межкаскадными связями, в режиме насыщения коэффициент перегрузки равен 500. Коэффициент усиления усилителя вместе с предусилителем равен  $10^4$ . Блок дифференциального дискриминатора БД-2 применяется как интегральный дискриминатор. Счет импульсов осуществляется с помощью пересчетного прибора ПП-12. Высокое напряжение подается со стабилизированного выпрямителя ВС-22.

Как уже отмечалось, цилиндрические пропорциональные счетчики помещаются в герметичной камере, укрепленной на металлической подставке, внутри которой смонтирован предусилитель.

Рабочее давление в счетчиках порядка  $7 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup> (500 мм рт. ст.). Фон при напряжении 3400 В и уровне дискриминации 3 В составляет 5,3 и 2 имп/с соответственно для длинного, среднего и короткого счетчиков. Разрешающее время установки составляет

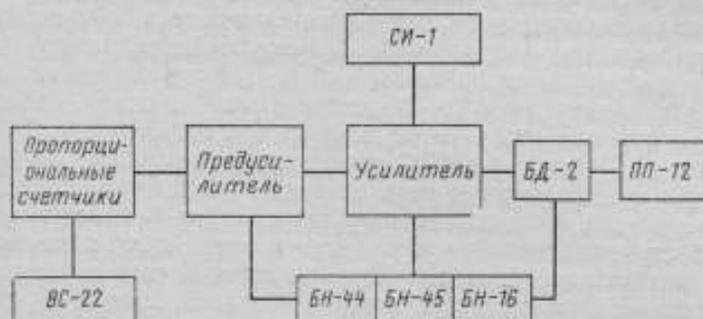


Рис. 4. Блок-схема измерительной аппаратуры

$3,2 \pm 0,3$  мкс. Перевод радионуклида в газовую фазу осуществляется в вакуумной системе путем разложения углекислых солей хлорной кислотой. Вакуумная система имеет ряд ловушек для последовательной очистки полученного  $^{14}\text{CO}_2$  и соединяется с камерой, где размещены пропорциональные счетчики. Откачка системы и счетчиков производится до давления не выше  $10^{-1} - 10^{-2}$  мм рт. ст. Подробное описание методики перевода углекислых солей и их растворов в газовую фазу изложено в работе [3].

Для определения активности образцов  $^{14}\text{C}$  камера со счетчиками наполняется смесью метана и  $^{14}\text{CO}_2$  и измеряются скорости счета импульсов для каждого счетчика при рабочем напряжении. Разностная скорость счета определяется с учетом поправок на разрешающее время и фон.

Удельная активность  $^{14}\text{C}$  в образце вычисляется по формуле

$$A = \frac{V}{m} \cdot \frac{N_p}{\frac{\pi d^2}{4} (L_2 - L_1)},$$

где  $N_p$  — разность скоростей счета импульсов двух счетчиков;

$V$  — объем вакуумной системы с газовым образцом;  $m$  — масса образца (навеска соли или раствора);  $d$  — диаметр катодов счетчиков;  $L_1$  и  $L_2$  — длина катодов счетчиков.

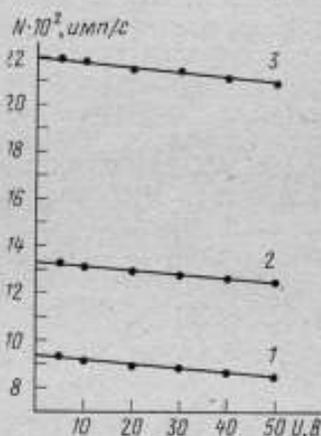


Рис. 5. Дискриминация малого (1), среднего (2) и большого (3) счетчиков

При расчете активности следует внести некоторые поправки. Концевой эффект учитывается применением компенсированной системы счетчиков.

При определении поправки на уровень дискриминации не было замечено увеличения разностной скорости счета, хотя значение скорости счета импульсов для каждого счетчика в отдельности, полученное экстраполяцией кривой дискриминации, имеет относительное увеличение по сравнению со скоростью счета при напряжении дискриминации 3 В. Типичные кривые дискриминации для выбранной конструкции счетчиков показаны на рис. 5.

Стеночный эффект для  $^{14}\text{C}$  определялся, исходя из измерений с различными давлениями газа. Значение активности, измеренное при рабочем давлении газа, отличается на 0,3 — 0,1% от значения при бесконечном давлении, полученного путем экстраполяции методом наименьших квадратов. Так как более точная оценка влияния стеночного эффекта, требующая длительных измерений, еще не доведена до конца, то эту поправку берем за основу предельной систематической погрешности при определении активности  $^{14}\text{C}$ .

Сорбционные эффекты должны быть сведены к минимуму, так как они могут увеличить неточность результатов, поэтому внутренние поверхности камеры и счетчиков отполированы. Кроме того, активный газ впускается в камеру после добавления неактивного  $\text{CO}_2$  и после перемешивания со счетным газом. Установлено, что при малых концентрациях активной составляющей (когда радиоактивная и неактивная двуокись углерода смешаны в пропорции 1 : 1000) сорбция незначительна. В противном случае потери активности из-за сорбции можно определить, измеряя уменьшение во времени скорости счета сразу после заполнения счетчиков, а также диффузию из стенки после откачки и наполнения счетчиков только метаном, т. е. повышенный фон. Потери в счете при большой концентрации  $^{14}\text{CO}_2$  составляет не более 1%.

Значение относительной суммарной погрешности измерения удельной активности  $A$ , соответствующее доверительной вероятности  $\alpha$ , определено [4] по формуле

$$\delta_A = t_{\Sigma}(\alpha) S_{0A}$$

Здесь

$$t_{\Sigma}(\alpha) = \frac{k \sqrt{\sum_{i=1}^n \theta_{\alpha i}^2} + t_{\alpha} S_{0N}}{\sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n \theta_{\alpha i}^2 + S_{0N}}}$$

$$\begin{aligned} S_{0A} &= \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n \theta_{\alpha i}^2 + S_{0N}^2} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{3} \left[ (\delta_m^2 + \delta_V^2) + 4\delta_d^2 + \frac{1}{(L_2 - L_1)^2} \left[ (L_1 \delta_{L_1}^2) + (L_2 \delta_{L_2})^2 + \delta_c \right] \right] + S_{0N}^2}, \end{aligned}$$

$\delta_m$  — относительная предельная погрешность определения массы пробы (0,3%);  $\delta_v$  — относительная предельная погрешность определения объема системы (0,15%);  $\delta_d$  — относительная предельная погрешность определения диаметра счетчиков (0,03%);  $\delta_{L_1, L_2}$  — относительная предельная погрешность определения длин счетчиков (0,0005%);  $\delta_c$  — относительная предельная погрешность определения стеночного эффекта (0,2%);  $S_{av}$  — относительное среднее квадратическое отклонение среднего арифметического значения разности скоростей счета счетчиков (0,4%);  $\theta_{av}$  — относительное предельное значение неисключенного остатка систематической погрешности;  $t_\alpha$  — коэффициент Стьюдента;  $k = 1,4$  для доверительной вероятности  $\alpha = 0,99$  [3, 4].

Таким образом, относительная суммарная погрешность определения удельной активности  $^{14}\text{C}$  на установке, созданной во ВНИИМ, составляет 1,2% для доверительной вероятности  $\alpha = 0,99$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mann W. B., Seliger H. H., Marlow W. H., Medlock R. W. «Rev. Sci. Inst.», v. 31, 690, 1960.
2. Sprengel A. «Standartization of radionuclides, I. A. E. A, Vienna (1967).
3. Жуковская Л. П., Караванов Ф. М., Соколова И. А. Подготовка газовых образцов из углекислых солей и их растворов для измерения активности  $^{14}\text{C}$ , «Радиохимия», 1971, № 1.
4. Рабинович С. Г. Методика вычисления погрешности результата измерения. «Метрология», 1970, № 1.

Поступила в редакцию  
12.02. 1972 г.

УДК 539.163.08 : 533.125.516.23

О. А. АНДРЕЕВ, Е. М. ВЫГОДСКИЙ, А. Е. КОЧИН, И. А. ЯРИЦЫНА  
ВНИИМ

#### УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ АКТИВНОСТЕЙ НУКЛИДОВ

Измерение плотности потока тепловых нейтронов активационным методом связано с необходимостью измерять активность нуклидов в мишенях различной толщины [1]. При этом требуется обеспечить достаточно высокую точность измерения при сравнительно низкой активности нуклида.

Во ВНИИМ для измерения активности нуклидов в диапазоне от  $10^2$  до  $10^5$  расп/с [2] с успехом используется метод  $4\pi\beta$ - $\gamma$ -совпадений, осуществляемый с помощью эталонной установки УЭА-3, входящей в состав государственного первичного эталона единицы активности нуклидов. Измерение активности нуклидов в этом диапазоне производится с погрешностью 0,2 — 0,5%. Однако часто

возникает необходимость в измерении более низких уровней активности. Так, для измерения малых плотностей потоков тепловых нейтронов порядка 50 нейтр/(с·см<sup>2</sup>) активационным методом требуется измерять активности до 1 расп./с. Обычные низкофонные установки [3] для этой цели непригодны, так как в них используется относительный метод (т. е. требуется предварительная градуировка), а погрешность измерений составляет 10—20%. Фактически эти установки предназначены не для точных измерений активности, а только для оценки уровня радиоактивности естественных материалов.

Анализ различных методов измерения активности нуклидов в мишенях дает основание утверждать, что для метрологических работ наиболее подходящими являются методы  $\beta$ - $\gamma$  или  $4\pi\beta$ - $\gamma$  совпадений. Практически все нуклиды, используемые в активационном методе, можно измерять этими методами: они обеспечивают наибольшую точность измерений, и результат измерений практически не зависит от толщины мишени. Однако метод  $4\pi\beta$ - $\gamma$  совпадений не пригоден для измерения малых уровней активности, поскольку из-за удаленности  $\gamma$ -детектора от источника (из-за размеров  $4\pi$ -счетчика) полная эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов составляет всего 2—3%. Нижний предел измерений определяется эффективностью и уровнем фона в  $\gamma$ -детекторе, и реальное снижение предела измерений возможно только путем перехода на метод  $\beta$ - $\gamma$  совпадений, при использовании которого детектор  $\gamma$ -излучения может быть установлен вплотную к измеряемому источнику.

При нестабильном уровне фона вообще никакие точные измерения источников с малой активностью нуклида невозможны. При постоянном фоне  $\gamma$ -детектора (подчиняющемся распределению Пуассона) и при условиях, когда влиянием фона  $\beta$ -детектора можно пренебречь, среднее квадратическое отклонение результата измерения активности  $S$  методом совпадений можно оценить по формуле [4]

$$S = \sqrt{\frac{1 - \varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{\gamma} + 2\varepsilon_{\beta}\varepsilon_{\gamma} + \varepsilon_{\beta} \frac{n_{\Phi}}{n_{\gamma}}}{n_c t}}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{\beta}$  и  $\varepsilon_{\gamma}$  — полные эффективности  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиков (т. е. отношение скоростей счета к активности);  $n_{\Phi}/n_{\gamma}$  — отношение скорости фона к скорости счета в  $\gamma$ -канале;  $n_c$  — скорость счета в канале совпадений;  $t$  — время измерений (одинаковое во всех каналах). Так как  $n_c = A\varepsilon_{\beta}\varepsilon_{\gamma}$ , (где  $A$  — активность нуклида), формула (1) может быть использована для оценки минимальной измеряемой активности нуклида  $A_{\min}$  при заданном среднем квадратическом отклонении  $S$  и времени измерений  $t$

$$A_{\min} = \frac{1 - \varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{\gamma} + 2\varepsilon_{\beta}\varepsilon_{\gamma} + \varepsilon_{\beta} \frac{n_{\Phi}}{n_{\gamma}}}{S^2 t \varepsilon_{\beta}\varepsilon_{\gamma}}. \quad (2)$$

Числитель в формуле (2) сравнительно слабо влияет на значения  $A_{min}$ , а основную роль играет величина  $\epsilon_{\beta}\epsilon_{\gamma}$ . Оптимальные условия измерений получаются при максимальных и примерно одинаковых значениях  $\epsilon_{\beta}$  и  $\epsilon_{\gamma}$ , что и выполняется при использовании метода  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений. Зависимость  $A_{min}$  от  $\epsilon_{\gamma}$  при различном уровне фона и заданных значениях  $\epsilon_{\beta} = 0,3$ ;  $t = 10^6$  с приведена на рис. 1. При расчетах не учитывается время измерения фона, так как предполагается, что фон постоянный и может быть точно измерен до и после измерения источника. Из кривых на рис. 1 хорошо видно влияние условий измерений на значение  $A_{min}$ . Таким образом, на основании вышесказанного можно сформулировать два основных требования к установке, предназначенной для абсолютных измерений активности нуклидов в мишенях, используемых при активационном методе измерения плотности потока тепловых нейтронов:

1) обеспечение постоянного и сравнительно низкого уровня фона;

2) использование метода  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений в качестве основного метода измерений с максимальными и примерно одинаковыми значениями эффективности  $\beta$ - и  $\gamma$ -детекторов. Имеется и еще одно требование,

исключающее применение в установке элементов с малым сроком службы, поскольку она предназначена не для отдельного эксперимента, а для длительной эксплуатации.

Для обеспечения постоянного уровня фона (в первую очередь — в  $\gamma$ -детекторе) в установке использована высококачественная защита, а сама установка расположена в отдельном помещении, удаленном от всех источников  $\gamma$ -излучения. Выбор защиты детекторов и режима измерений проводился на основании предварительных исследований в процессе создания установки.

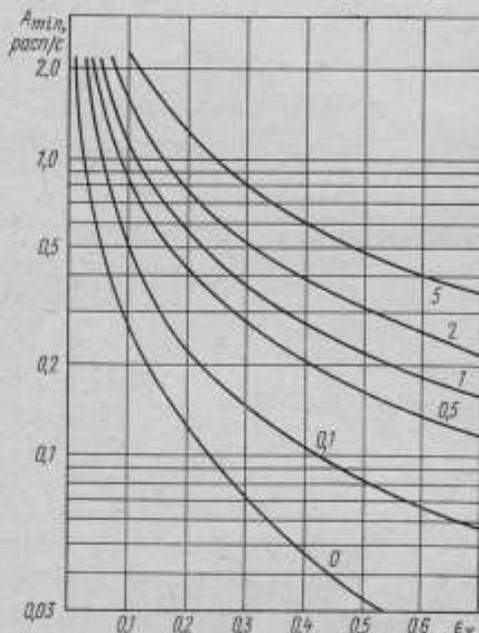


Рис. 1. Зависимость измеряемой методом совпадений минимальной активности нуклида от полной эффективности  $\gamma$ -счетчика при уровнях фона 0; 0,1; 0,5; 1; 2 и 5 имп/с, заданном значении среднего квадратического отклонения 3%, полном времени измерений  $10^6$  с и полной эффективности  $\beta$ -счетчика 0,3

### Описание установки

Установка состоит из двух сцинтилляционных счетчиков для регистрации  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения, помещенных в комбинированную защиту из чугуна и электролитической меди, и комплекса измерительной аппаратуры.

Комбинированная защита (рис. 2) выполнена в виде цилиндра диаметром 600 мм и высотой 900 мм с внутренней полостью для

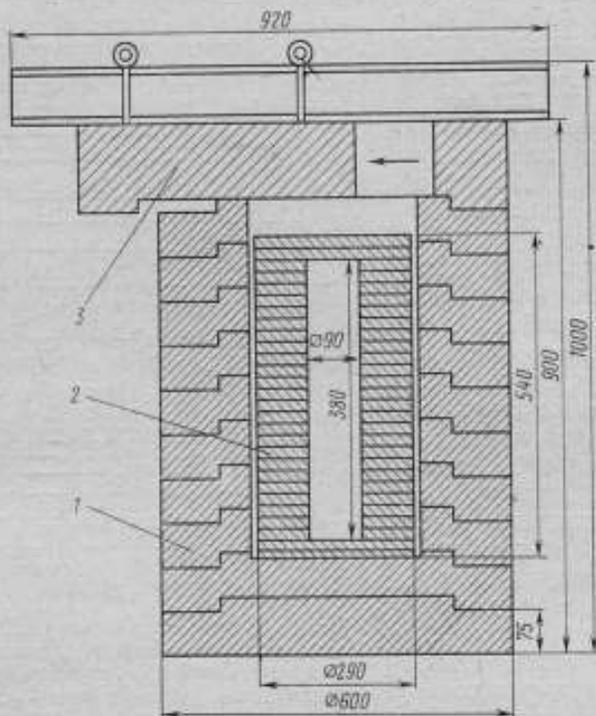


Рис. 2. Конструкция защиты счетчиков  
1 — чугун; 2 — электролитическая медь; 3 — отодвигаемая чугунная крышка

детекторов диаметром 90 и высотой 400 мм. Верхняя крышка защиты отодвигается в сторону по направляющим. Защита состоит из двух частей: внешней — из чугуна толщиной 150 мм с малым содержанием радиоактивных примесей и внутренней — из электролитической меди толщиной 100 мм. Вся защита разборная и состоит из отдельных колец.

В обоих сцинтилляционных счетчиках использованы фотоэлектронные умножители ФЭУ-53, отличающиеся высокой стабильностью. Для регистрации  $\gamma$ -излучения используется кристалл NaJ (Tl) диаметром 40 мм и высотой 20 мм; для регистрации  $\beta$ -излу-

чения — открытый сцинтиллятор на основе полистирола диаметром 40 мм и толщиной 1,5 мм. Счетчики соединены торцами и скреплены направляющими. Источник помещается между счетчиками ( $\gamma$ -счетчик внизу). Между источником и  $\gamma$ -счетчиком помещаются алюминиевые фильтры для полного поглощения  $\beta$ -частиц источника. В качестве предусилителей используются катодные повторители, ограничивающие импульсы с большой амплитудой для уменьшения перегрузки усилителя. В качестве усилителей и дискриминаторов используются приборы УШ-2 с видоизмененной схемой. Для уменьшения влияния помех электросети формирование импульса производится на цепи с постоянной времени 5 мкс при нарастании импульса 0,5 мкс. Это, естественно, ограничивает верхний предел измерений на установке, но практически полностью устраняет помехи.

В установке использована «медленная» схема совпадений типа СМ, удовлетворяющая требованиям к данной установке. Разрешающее время увеличено до 2 мкс. «Мертвое» время в канале составляет 6 мкс. Измерение скоростей счета производится одновременно в трех каналах. Для питания счетчиков использованы приборы ВС-22 как наиболее стабильные при длительной работе. Общее питание установки производится от стабилизатора переменного тока с электронным управлением типа TR 9203/S (фирма «Орион», ВНР). То, что установка находится в помещении, удаленном от источников ионизирующих излучений, обеспечивает небольшой и стабильный фон.

#### Исследование и основные характеристики установки

В процессе создания установки было опробовано несколько вариантов защиты и два режима измерений. При выборе защиты основной во всех случаях служила внешняя часть защиты из чугуна и изменялась только внутренняя часть. Фон для кристалла NaJ (Тl) диаметром 40 мм и высотой 40 мм внутри защиты из чугуна составил 3—3,5 имп/с. Значение фона определялось в области наиболее пологих частей интегральных счетных характеристик  $\gamma$ -счетчика, что соответствует уровню дискриминации примерно в 50—60 кэВ. Поскольку защита из чугуна толщиной 150 мм явно недостаточно для уменьшения влияния космического излучения [5, 6], была испытана дополнительная внутренняя защита из свинца, ртути и электролитической меди. При дополнительной внутренней защите из свинца с небольшими радиоактивными примесями толщиной 70 мм уровень фона уменьшился до 2,5 имп/с. Дополнительная внутренняя защита из ртути толщиной 50 мм в виде толстостенных полиэтиленовых колец, заполненных ртутью, снизила фон до 2 имп./с. Такой же уровень фона был получен при замене ртути электролитической медью толщиной 100 мм. Можно было ожидать большего эффекта от защиты из ртути, как наиболее чистого в радиационном отношении материала, но требования техники безопасности при работе со ртутью не позволили использовать все возмож-

ности этого материала. В окончательном варианте была использована внутренняя защита из электролитической меди, как более удобная. В дальнейшей работе использовался кристалл NaJ (Tl) диаметром 40 и высотой 20 мм, при этом уровень фона в  $\gamma$ -канале составлял 1,7 имп/с, а полная эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов  $^{198}\text{Au}$  была около 15%. Уровень фона в  $\beta$ -счетчике в этой же защите составляет 0,5 имп/с при полной эффективности регистрации  $\beta$ -частиц около 30% (в зависимости от толщины мишени). Из рис. 1 видно, что при указанных эффективностях счетчиков и уровне фона в  $\gamma$ -счетчике при заданной средней квадратической погрешности в 3% и времени измерений  $10^5$  с (т. е.  $\sim 28$  ч) нижний предел измерения активности нуклидов составляет 1 расп/с.

Метод  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений для  $^{198}\text{Au}$  и других нуклидов описан в работах [2, 4, 7]. Низкий уровень дискриминации в  $\gamma$ -канале в значительной мере уменьшает эффекты, связанные с чувствительностью  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению. При необходимости используется экстраполяция результатов к  $\epsilon_{\beta} = 1$ .

Сличения с эталонной установкой УЭА-3 с помощью источников  $^{198}\text{Au}$  и  $^{60}\text{Co}$  показали, как и следовало ожидать, отсутствие систематических погрешностей при условии введения поправки, связанной с чувствительностью  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению. При достаточной длительности измерений на установке метод  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений позволяет измерять активность нуклидов в источниках с погрешностью  $\pm (0,5 + 1)$  %.

При активационном методе определения плотности потока тепловых нейтронов могут использоваться золотые фольги весом до 100—250 мг, что при плотности потока тепловых нейтронов в 50 нейтр/(с·см<sup>2</sup>) соответствует наведенной активности в 1,5—3,7 расп./с. Как видно из формул (1) и (2), такая активность нуклида может быть измерена со средним квадратическим отклонением в 3% за 6—8 ч и точнее — при увеличении времени измерений. Была сделана попытка уменьшить фон  $\gamma$ -счетчика путем дискриминации мягкой и жесткой частей спектра фона, т. е. путем включения в  $\gamma$ -канал одноканального амплитудного анализатора. Поскольку обычные дифференциальные анализаторы для этой цели непригодны из-за слишком малой ширины «окна», анализатор для  $\gamma$ -канала был составлен из двух интегральных дискриминаторов (прибора УШ-2) и схемы антисовпадений (прибора СМ) с включением необходимых линий задержки. В результате установки уровней дискриминации в  $\gamma$ -канале выше и ниже фотопика аппаратурного спектра уровень фона значительно снизился, но одновременно снизилась эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов. Например, для  $^{198}\text{Au}$  (золотая фольга) уровень фона уменьшился с 1,7 до 0,1 имп/с, а эффективность — с 15% до 3—4%. Из рис. 1 и формул (1) и (2) видно, что этот режим измерений не имеет никаких преимуществ и приводит даже к некоторому увеличению значения  $A_{\text{min}}$ . Естественно, последний вариант режима измерений был отвергнут, несмотря на очень низкий уровень фона.

Таким образом, в выбранном режиме измерений используются интегральные дискриминаторы и напряжение на ФЭУ устанавливается в области наиболее пологих частей счетных характеристик счетчиков с целью достижения наибольшей эффективности регистрации частиц или квантов при наиболее стабильном режиме работы счетчиков. Длительная эксплуатация установки показала, что при неизменном режиме фон  $\gamma$ -счетчика остается постоянным (1,7 имп./с), что позволяет проводить длительные измерения источников с малой активностью нуклидов — от 1 расп/с и выше.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Создана специальная низкофонная установка для измерения методом  $\beta$ - $\gamma$ совпадений активности нуклидов в мишенях, используемых при активационном методе определения плотности потока тепловых нейтронов.

2. Комбинированная защита счетчиков обеспечивает постоянный и низкий уровень фона в  $\gamma$ -канале — 1,7 имп/с, который при полной эффективности  $\gamma$ -счетчика 15% и полной эффективности регистрации  $\beta$ -частиц 30% позволяет измерять активность нуклидов в мишенях из золота, начиная от 1 расп./с.

3. Установка обеспечивает измерение активности нуклидов в диапазоне  $1 - 10^4$  расп./с с погрешностью 0,5 — 5% в зависимости от времени измерений, что обеспечивает измерение плотности потока тепловых нейтронов активационным методом до 50 нейтр./с·см<sup>2</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев О. Л., Кочин А. Е., Стуков Г. М., Ярина И. А. «Атомная энергия», т. 16, вып. 3, 1964.
2. Константинов А. А., Кочин А. Е. Эталонная установка УСЧ-6 для воспроизведения единицы активности источников методом  $4\beta\gamma$  и  $\beta\gamma$ -совпадений. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
3. Деметьев В. А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов, Атомиздат, 1967.
4. Hargrove C. K. and Geiger K. W. *Canad. J. Phys.* 42, 8, 1593, 1964.
5. Grinberg B. *BIST*, № 65, 1962.
6. Grinberg B. et Le Gallie, *BIST* № 65, 1962.
7. Champion P. J. *Intern. J. Appl. Radiat. and Isotopes* 4, 232, 1959.

Поступила в редакцию  
3.03. 1972 г.

УДК 539.166.082.63 : 539.121.73

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

#### ГАММА-КАЛОРИМЕТР «ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ»

Повышение точности измерений активности нуклидов в  $\gamma$ -источниках с помощью калориметров требует в первую очередь уточнения коэффициентов  $p_i$ , определяющих степень поглощения  $i$ -й

составляющей спектра  $\gamma$ -излучения в поглотителе калориметра. Избежать сложных расчетов и трудоемких экспериментов по уточнению  $p_i$  можно, если создать калориметр с практически полным поглощением  $\gamma$ -излучения, для которого коэффициенты  $p_i$  заведомо близки к единице. Однако обеспечение в калориметре условий полного поглощения  $\gamma$ -излучения требует значительного увеличения размеров поглотителя и, следовательно, его поверхности и теплоемкости, что, в свою очередь, приводит к резкому снижению чувствительности. Достаточно напомнить, что с увеличением толщины поглощающего слоя калориметра коэффициент  $p_i$  в области значе-

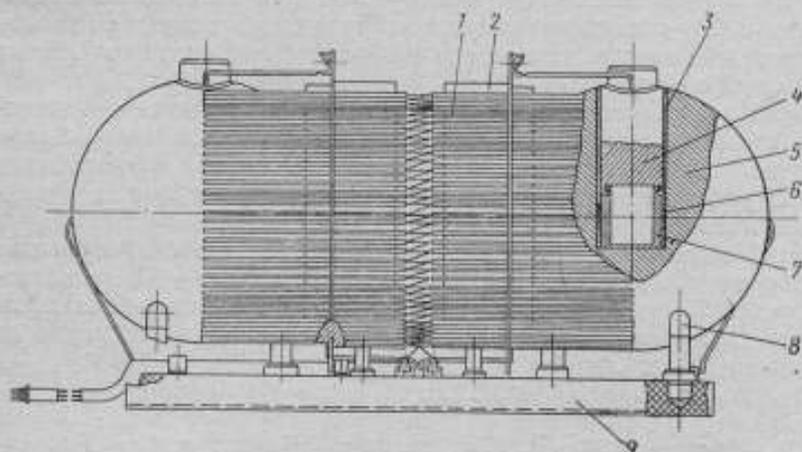


Рис. 1. Внутреннее устройство шара калориметра

1 — система терморпар; 2 — отражательные диски; 3 — втулка; 4 — пробка; 5 — шаровой поглотитель; 6 — нагревательная катушка; 7 — контейнер для источника; 8 — опорные столбики; 9 — основание для крепления шаров

ний, близких к единице, увеличивается очень медленно, приближаясь к пределу асимптотически, в то время, как поверхность поглотителя растет пропорционально квадрату его радиуса (при  $4\pi$ -геометрии), а теплоемкость — пропорционально кубу радиуса. По этой причине калориметры полного поглощения со свинцовым поглотителем имеют низкую чувствительность и могут использоваться для измерения сравнительно больших активностей ( $\sim 1$  Ки). Преодолеть указанные трудности можно, если изготовить поглотитель из более тяжелых металлов таких, например, как золото или вольфрам. Однако эти металлы обычно недоступны, один вследствие высокой стоимости, другой — из-за крайней трудности обработки. Только в последнее время с разработкой технологии твердых сплавов появилась возможность использования для этой цели сплавов вольфрама.

Этой возможностью авторы воспользовались, разработав и изготовив новый  $\gamma$ -калориметр с поглотителем из сплава вольфрама,

обеспечивающим практически полное поглощение  $\gamma$ -излучения (для  $^{60}\text{Co}$ ). Калориметром полного поглощения он назван несколько условно, так как поглощение  $\gamma$ -излучения в веществе следует экспоненциальному закону и теоретически приближается к полному лишь при бесконечно больших толщинах поглотителя. В реальных же условиях поглощение, превышающее 99%, уже считается практически полным. В описываемом калориметре поглощение  $\gamma$ -излучения  $^{60}\text{Co}$  достигает 99,1%, что дает основание называть его калориметром полного поглощения. По типу и принципу действия он подобен свинцовым шаровым калориметрам [1, 2], входящим в состав эталонной установки УЭА-5. Это также дифференциально-двойной калориметр, работающий в статическом режиме. В конструктивном отношении новый калориметр существенно отличается от предшествующих, являясь в определенной степени их усовершенствованным вариантом.

Калориметр полного поглощения состоит из двух одинаковых шаровых поглотителей, изготовленных из сплава вольфрама марки ВНМ-2-3, содержащего 95% вольфрама, 2% никеля и 3% меди.

На рис. 1 показано внутреннее устройство отдельного шара. В шаре 5 диаметром 125,4 мм вдоль вертикальной оси просверлен канал диаметром 31 мм и глубиной 78 мм, в который вставляется полая цилиндрическая втулка 3. На поверхности втулки, в области, примыкающей к центру шара, намотана нагревательная катушка 6 из манганиновой проволоки сопротивлением около 100 Ом, используемая для градуировки калориметра. В канал втулки вставляется пробка 4, на конец которой навинчивается небольшой контейнер 7 с источником. Все детали шара — втулка, пробка и контейнер для источника — также изготовлены из сплава вольфрама, который сравнительно легко обрабатывается.

Для того чтобы источники разных размеров можно было измерять в условиях максимального поглощения излучения, к пробке придается набор из четырех контейнеров, имеющих одинаковые наружные размеры, но различные полости для источника (см. таблицу). Кроме того, используя контейнер с полостью, соответствующей размерам источника, легко добиться центровки источника в шаре.

Оба шара калориметра устанавливаются на трех столбиках 8, прикрепленных к текстолитовому основанию 9, и соединяются между собой системой термопар 1. Термобатарея, состоящая из 78 медно-константановых термопар, является термочувствительным элементом калориметра.

Таблица

Номер контейнера	Размеры полости для источника	
	Диаметр, мм	Высота, мм
1	2,7	3,3
2	6,2	7,5
3	8,2	12,5
4	20,2	30,5

На текстолитовом основании между шарами установлены два массивных отражательных диска 2, имеющих вогнутую полированную поверхность, обращенную к шару. Назначение дисков — снижение теплообмена между шарами, а также поглощение выходящего из шара рассеянного  $\gamma$ -излучения. На рис. 2 дан внешний вид калориметра.

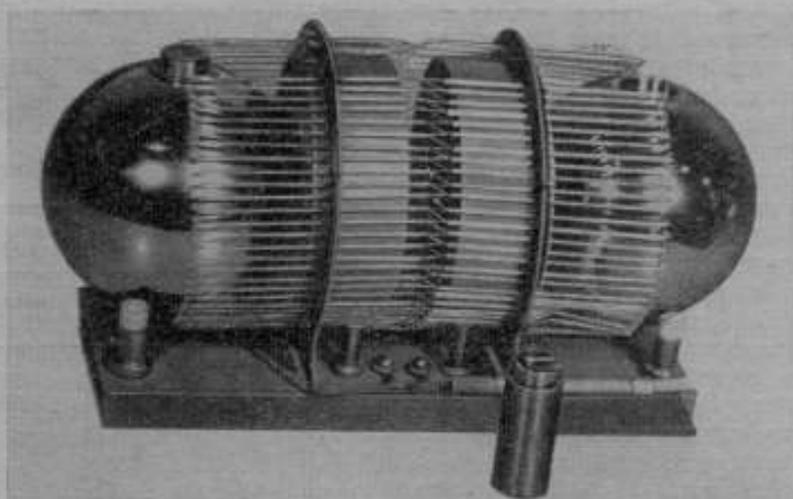


Рис. 2. Калориметр

Калориметр имеет следующие технические характеристики:

Масса поглотителя, г . . . . .	18 348
Наружный диаметр поглотителя, мм . . . . .	125,4
Толщина эффективного слоя поглощения (при минимальных размерах полости для источника), мм . . . . .	61,1
Количество термопар . . . . .	78
Время установления теплового равновесия, ч . . . . .	24
Чувствительность калориметра, мм/Вт	
источник в правом шаре . . . . .	$12,53 \cdot 10^4$
»    в левом шаре . . . . .	$12,12 \cdot 10^4$

Для обеспечения надежного термостатирования калориметр помещен в устройство, состоящее из нескольких оболочек, препятствующих теплообмену с окружающей средой (рис. 3).

Собранный на текстолитовом основании калориметр помещается в кожух 5 цилиндрической формы и закрывается с боков пробками 1, имеющими с одной стороны вогнутую полированную поверхность. Затем кожух 5 устанавливается внутри массивного блока 3, который в свою очередь, устанавливается внутри герметичной латунной камеры 6. Кожух 5 с пробками, так же, как и блок 3, изготовлены из красной меди, высокая теплопроводность которой обес-

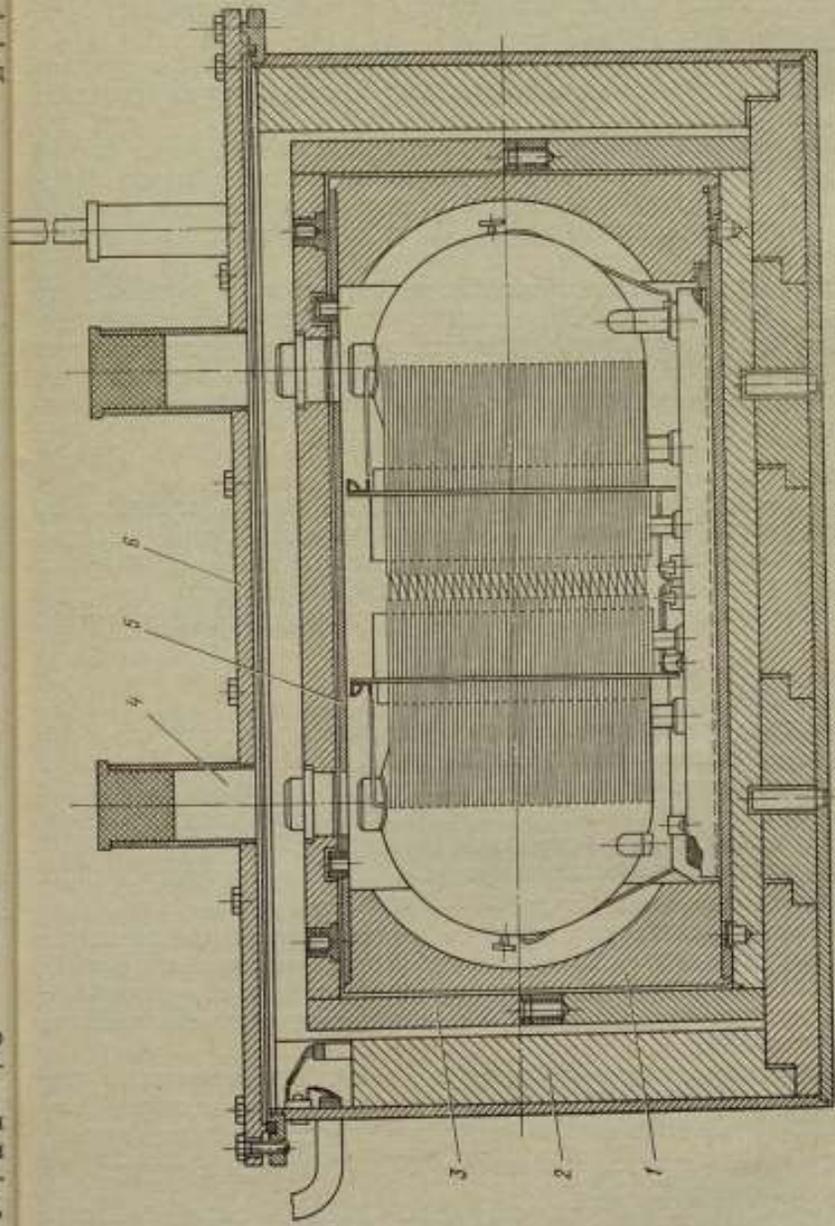


Рис. 3. Общее устройство калориметра и его термостатирующих оболочек.  
 1 — пробки; 2 — сантехническая защита; 3 — медный блок; 4 — канал для загрузки калориметра источниками; 5 — медный кожух; 6 — термостатирующая оболочка.

печивает выравнивание температурных градиентов вблизи калориметра. Камера 6 с калориметром погружена в масляный термостат емкостью около 100 л, температура которого поддерживается постоянной в пределах  $0,02 - 0,03^\circ \text{C}$ .

В целях радиационной безопасности между блоком 3 и стенками камеры 6 установлена защитная стенка 2, собранная из свинцовых пластин толщиной 30 мм.

Загрузка калориметра источником осуществляется через канал 4 без существенного нарушения теплового режима системы. Насаженный на пробку контейнер с источником с помощью длинной цанги через отверстия в камере, блоке и кожухе устанавливается непосредственно в центре шара калориметра.

Источник, помещенный в один из поглотителей, вызывает его нагревание, благодаря чему в цепи термопар возникает термо-э. д. с. прямо пропорциональная разности температур между шарами. Отклонение  $n$  гальванометра, включенного в цепь термобатарей, будет однозначно определять тепловую мощность  $W$  этого источника

$$n = jW. \quad (1)$$

Здесь  $j$  — чувствительность калориметра в мм/Вт, определяемая в результате градуировки. Градуировка калориметра сводится к установлению зависимости между наблюдаемым отклонением гальванометра  $n'$  и выделяемой в шаре калориметра известной тепловой мощностью  $W_{\text{нагр}}$ , создаваемой нагревательной катушкой

$$j = \frac{n'}{W_{\text{нагр}}}. \quad (2)$$

Меняя силу тока в нагревательной катушке, можно получать в калориметре источники тепла любой заданной мощности. Проведенные градуировочные измерения позволили установить следующее:

1) время установления теплового равновесия между калориметром и измеряемым источником равно 24 ч;

2) диапазон мощностей источников, охватываемых измерениями на данной установке, равен  $10^{-3} - 10^{-1}$  Вт;

3) между мощностью измеряемого источника и соответствующим ему отклонением гальванометра существует линейная зависимость во всем диапазоне измеряемых мощностей, т. е. чувствительность калориметра постоянна и не зависит от мощности измеряемого источника;

4) чувствительность калориметра  $j$  равна: при источнике в правом шаре  $j_{\text{пр}} = 12,53 \cdot 10^4$  мм/Вт, при источнике в левом шаре  $j_{\text{лев}} = 12,12 \cdot 10^4$  мм/Вт (в цепи термопар при этом использовался гальванометр М 17/3 с чувствительностью  $6 \cdot 10^{-10}$  А мм/м с внутренним сопротивлением 30 Ом).

Среднее квадратическое отклонение среднего арифметического значения чувствительности калориметра  $S_{0j}$  не превышает 0,2% и определяется главным образом разбросом наблюдаемых значений

л'. Погрешность определения мощности электрического нагревателя не превышает 0,05% и ею можно пренебречь.

Как видно из приведенных данных, чувствительность калориметра несколько изменяется в зависимости от того, какой из шаров нагревается. Это объясняется некоторой неидентичностью шаров (различие по массе и состоянию поверхности, неравнозначность отдельных спаев термобатарей, появляющаяся произвольно при монтаже и креплении спаев на поверхности шаров и т. п.). Однако это не сказывается на точности измерений, так как при обработке экспериментальных данных учитывается, в каком из шаров находился измеряемый источник. Кроме того, измерения обычно производятся как в правом, так и в левом шаре, и берется среднее из этих значений.

Активность  $A$  нуклида в  $\gamma$ -источнике определяется по формуле

$$A = \frac{W}{\sum_i E_{\gamma_i} \alpha_i \rho_i + \bar{E}_{\beta}}, \quad (3)$$

где  $E_{\gamma_i}$  и  $\alpha_i$  — энергия фотонов и их среднее число на акт распада нуклида;  $\bar{E}_{\beta}$  — средняя энергия  $\beta$ -излучения нуклида;  $\rho_i$  — коэффициент, учитывающий степень поглощения фотонов данной энергии в калориметре.

Для того чтобы убедиться, что поглощение излучения в калориметре близко к полному, был проделан расчет доли излучения, выходящей из калориметра. При этом использовался разработанный ранее метод расчета поглощения излучения в шаровом поглотителе [3].

Необходимые для расчета значения коэффициентов ослабления в сплаве вольфрама определялись по коэффициентам ослабления в W, Cu и Ni из таблиц [4]. Вклад каждой компоненты определялся пропорционально ее процентному содержанию в сплаве. Плотность сплава, также необходимая для вычисления коэффициентов поглощения, устанавливалась экспериментально путем измерения массы и объема шаров и оказалась равной в среднем 17,8 г/см<sup>3</sup>.

Доля выходящего из поглотителя калориметра  $\gamma$ -излучения, найденная в результате расчета, равна:

$$\begin{aligned} \text{для } E_{\gamma} = 1,17 \text{ Мэв} & \quad \rho_{\text{вых}} = 0,007 \\ \text{для } E_{\gamma} = 1,33 \text{ Мэв} & \quad \rho_{\text{вых}} = 0,011. \end{aligned}$$

Коэффициенты поглощения калориметра  $\rho_i$ , входящие в формулу (3), находятся как

$$\rho_i = 1 - \rho_{\text{вых } i} \quad (4)$$

и составляют

$$\begin{aligned} \text{для } E_{\gamma} = 1,17 \text{ Мэв} & \quad \rho = 0,993 \\ \text{для } E_{\gamma} = 1,33 \text{ Мэв} & \quad \rho = 0,989. \end{aligned}$$

Предельная погрешность вычисленных таким способом коэффициентов  $\rho_i$  для калориметра полного поглощения в любом случае не превышает 0,15 — 0,2%. Такая высокая точность обусловлена тем, что  $\rho_i$  находится как разность между единицей и малой вели-

чиной  $p_{\text{вых}}$ , примерно в 100 раз меньшей единицы (за единицу принималась полная энергия излучения источника). Даже если бы при расчете этой малой величины была допущена ошибка в 50%, то в значение разности  $1 - p_{\text{вых}}$  это внесло бы погрешность не более 0,5%. В этом и заключается преимущество калориметра «полного поглощения» перед свинцовыми калориметрами с частичным поглощением излучения.

При расчете  $p_{\text{вых}}$  отдельно вычислялись выходящие компоненты первичного, однократно- и двукратно — рассеянного излучений. Общая погрешность расчетного  $p_{\text{вых}}$  (с учетом погрешностей табличных значений коэффициентов поглощения) не превышала 5—10%. Отсюда предельная погрешность разности  $1 - p_{\text{вых}} = p_i$  не превышала 0,15 — 0,2%. Для сопоставления напомним, что, используя ту же методику расчета, в случае свинцовых калориметров коэффициенты  $p_i$  удается вычислить лишь с погрешностью не менее 1—2%.

Согласно формуле (3), погрешность измерения активности нуклида в  $\gamma$ -источнике будет определяться случайной погрешностью непосредственно измеряемой величины — тепловой мощности источника и погрешностями величин, входящих в знаменатель формулы (3) и вычисляемых либо расчетным путем ( $p_i$ ), либо по наиболее достоверным литературным данным ( $E_{\gamma_i}$ ,  $\alpha_i$ ,  $\bar{E}_\beta$ ). Эти погрешности образуют неисключенный остаток систематической погрешности значения  $A$ .

В работе [5] приведены формулы, позволяющие оценить результирующую погрешность композиции случайных и неисключенных остатков систематических погрешностей. Эти формулы использовались для оценки общей погрешности воспроизведения единицы активности нуклидов с помощью калориметров [6].

Относительная результирующая погрешность определения активности  $\gamma$ -излучающего нуклида с помощью калориметра полного поглощения, соответствующая доверительной вероятности  $q$ , находится из выражений

$$\frac{\Delta A}{A} = t_{\Sigma}(q) S_{0\Sigma}; \quad (5)$$

$$S_{0\Sigma} = \sqrt{S_{0W}^2 + \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{(\sum E_{\gamma_i} \alpha_i p_i + \bar{E}_\beta)^2} \left[ \bar{E}_\beta^2 \delta_{\bar{E}_\beta}^2 + \sum (E_{\gamma_i} \alpha_i p_i)^2 (\delta_{E_{\gamma_i}}^2 + \delta_{\alpha_i}^2 + \delta_{p_i}^2) \right]}; \quad (6)$$

$$t_{\Sigma}(q) = \frac{t_q S_{0W} + \frac{h_q}{\sum E_{\gamma_i} \alpha_i p_i + \bar{E}_\beta} \sqrt{\bar{E}_\beta^2 \delta_{\bar{E}_\beta}^2 + \sum (E_{\gamma_i} \alpha_i p_i)^2 (\delta_{E_{\gamma_i}}^2 + \delta_{\alpha_i}^2 + \delta_{p_i}^2)}}{S_{0W} + \frac{1}{\sqrt{3} (\sum E_{\gamma_i} \alpha_i p_i + \bar{E}_\beta)} \sqrt{\bar{E}_\beta^2 \delta_{\bar{E}_\beta}^2 + \sum (E_{\gamma_i} \alpha_i p_i)^2 (\delta_{E_{\gamma_i}}^2 + \delta_{\alpha_i}^2 + \delta_{p_i}^2)}}, \quad (7)$$

где  $S_{0W}$  — относительное среднее квадратическое отклонение сред-

него арифметического значения тепловой мощности, измеренной калориметром;  $\delta_{E_{\beta}}$ ,  $\delta_{E_{\gamma i}}$ ,  $\delta_{\alpha_i}$  и  $\delta_{\rho_i}$  — относительные предельные погрешности величин  $E_{\beta}$ ,  $E_{\gamma i}$ ,  $\alpha_i$  и  $\rho_i$ ;  $k_q$  — коэффициент, зависящий от выбранной доверительной вероятности  $q$  и равный 1,4 для доверительной вероятности 0,99;  $t_q$  — коэффициент Стьюдента для выбранной доверительной вероятности  $q$ . В формуле (7) коэффициенты  $k_q$  и  $t_q$  должны соответствовать одной и той же доверительной вероятности, равной для эталонных измерений 0,99.

Значение  $S_{0w}$  для калориметра полного поглощения составляет 0,3%. Коэффициенты  $\rho_i$ , как показано выше, могут быть установлены с относительной предельной погрешностью 0,2%. Для такого распространенного в измерительной практике нуклида, как  $^{60}\text{Co}$ , имеющего сравнительно простую схему распада и хорошо изученный состав излучения, вклад остальных влияющих величин  $E_{\gamma i}$ ,  $\alpha_i$  и  $E_{\beta}$  незначителен. Предельное значение результирующей не исключенной систематической погрешности, определяемой формулой

$$\theta_0 \approx 1,4 \sqrt{\sum (\delta_{E_{\beta}}^2 + \delta_{E_{\gamma i}}^2 + \delta_{\alpha_i}^2 + \delta_{\rho_i}^2)}, \quad (8)$$

для  $^{60}\text{Co}$  оценивается в 0,28%.

Подсчитанная по формулам (5), (6) и (7) относительная результирующая погрешность измерения активности  $^{60}\text{Co}$  оказывается равной 0,8% при доверительной вероятности 0,99. Для нуклидов, имеющих более сложную схему распада и менее изученный спектр излучения, эта погрешность может быть несколько выше (до 1%).

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. Создание и ввод в действие калориметра полного поглощения позволило повысить точность калориметрических измерений активности  $\gamma$ -излучающих нуклидов в 3 раза, доведя ее до 0,8 — 1% при доверительной вероятности 0,99, в то время как для свинцовых калориметров она составляла 2,5 — 3%.

2. Чувствительность калориметра достаточна для измерения мощности источников в диапазоне от  $5 \cdot 10^{-4}$  до  $10^{-1}$  Вт, что соответствует диапазону активностей для  $^{60}\text{Co}$  от  $1,2 \cdot 10^9$  до  $2 \cdot 10^{11}$  расп/с.

3. Калориметр полного поглощения включен в состав эталонного комплекса средств измерений, утвержденных в 1969 г. в качестве Государственного первичного эталона единицы активности нуклидов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. Эталонная калориметрическая установка УКГ-1. В сб. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», Информ. сб. № 2, Стандартгаз, 1964.
2. Аглинцев К. К., Хольнова Е. А. Дифференциальный калориметр для измерения активности препаратов по их  $\gamma$ -излучению. Труды ВНИИМ, вып. 30 (90), 1957.

3. Хольнова Е. А. Калориметрический метод измерения активности радиоактивных препаратов. Автореферат диссертации, ВНИИМ, 1954.
4. National Bureau of standards report, May 1965.
5. Рабинович С. Г. Методика вычисления погрешностей результата измерения. «Метрология», 1970, № 1.
6. Караваев Ф. М. Измерения активности нуклидов. Изд-во стандартов, 1972.

Поступила в редакцию  
30.03. 972 г.

УДК 539.164.081 : 539.1.074.22

В. Я. АЛЕКСЕЕВ, В. А. СЕРЕБРЯННЫЙ  
ВНИИМ

### УСТАНОВКА С ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ ТИПА УСЧ-9

В метрологии нуклидов и ядерно-физических исследованиях широко применяются импульсные ионизационные камеры различной конструкции. В основном эти различия касаются формы и размеров собирающего и высоковольтного электродов [1]. Для измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках на металлических подложках чаще всего применяются плоскопараллельные ионизационные камеры [2, 3].

Импульсные ионизационные камеры применяются также в качестве ионизационных  $\alpha$ -спектрометров для анализа малых количеств радиоактивного вещества. Обладая большой светосилой и высокой разрешающей способностью по энергии, они успешно конкурируют не только с полупроводниковыми спектрометрами, но в некоторых случаях и с магнитными.

Рассмотрим результаты исследования установки с импульсной ионизационной камерой типа УСЧ-9, использующейся одновременно в качестве ионизационного  $\alpha$ -спектрометра и счетной системы при измерении активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках.

Основными элементами импульсной ионизационной камеры являются два плоскопараллельных стальных диска, между которыми находится сетка (рис. 1). В качестве собирающего электрода используется верхний диск диаметром 120 мм. Высоковольтным электродом служит нижний диск диаметром 240 мм. Сетка изготовлена из константановой проволоки диаметром 0,1 мм, натянутой на латунное кольцо. Оптимальные расстояния между собирающим электродом и сеткой и сеткой и высоковольтным электродом подбирались экспериментально и составляли 25 и 58 мм соответственно. Все электроды заключены внутри двух цилиндров. Верхний цилиндр перемещается с помощью ходового винта вдоль направляющих стержней, а нижний неподвижно закреплен на столе. Рядом с собирающим электродом внутри камеры находится электронная лампа первого

каскада предварительного усилителя. Питание этой лампы, а также крепление собирающего электрода осуществляется через специальный вакуумный разъем, смонтированный на крышке верхнего цилиндра.

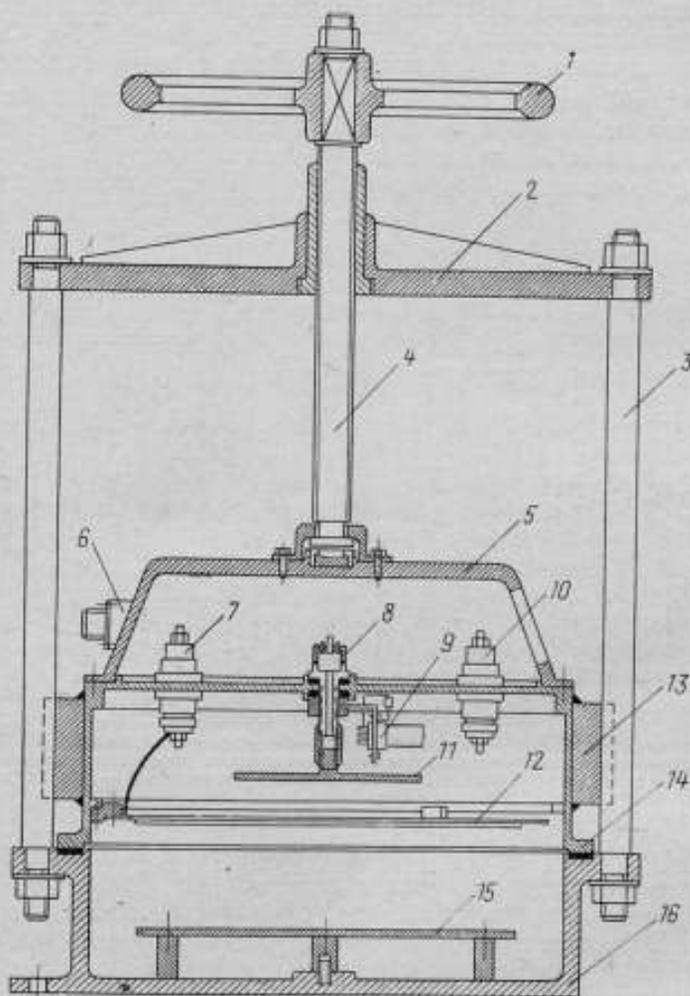


Рис. 1. Импульсная ионизационная камера с сеткой

1 — рукоятка ходового винта; 2 — штанга; 3 — направляющие стержни; 4 — ходовой винт; 5 — прижимной колпак; 6 — разъем для подключения предусилителя; 7 — вакуумный ввод сетки; 8 — вакуумный разъем; 9 — первая лампа предусилителя; 10 — вакуумный ввод генератора точной амплитуды; 11 — собирающий электрод; 12 — сетка; 13 — верхний цилиндр камеры; 14 — прокладка; 15 — высоковольтный электрод

линдра. Здесь же размещены два вакуумных ввода; через один из них подается напряжение на сетку, а через другой — импульсы с генератора точной амплитуды.

*Вакуумная система*, блок-схема которой представлена на рис. 2, предназначена для откачки камеры и наполнения ее рабочим газом (смесь 97% Ar + 3% CH<sub>4</sub>). Откачка камеры осуществляется форвакуумным насосом РВН-20; остаточное давление в ней контролируется ионизационным манометром ВТ-2 с лампой ЛТ-2. Система откачки позволяет эвакуировать объем газа из камеры до давления 1,3 Н/м<sup>2</sup> (10<sup>-2</sup> мм рт. ст.). После откачки камера наполняется вначале метаном, а затем аргоном до давления 14,7—17,5·10<sup>4</sup> Н/м<sup>2</sup> (1,5—1,8 атм). Таким образом, рабочая газовая смесь готовится в объеме самой камеры. Парциальные давления метана и

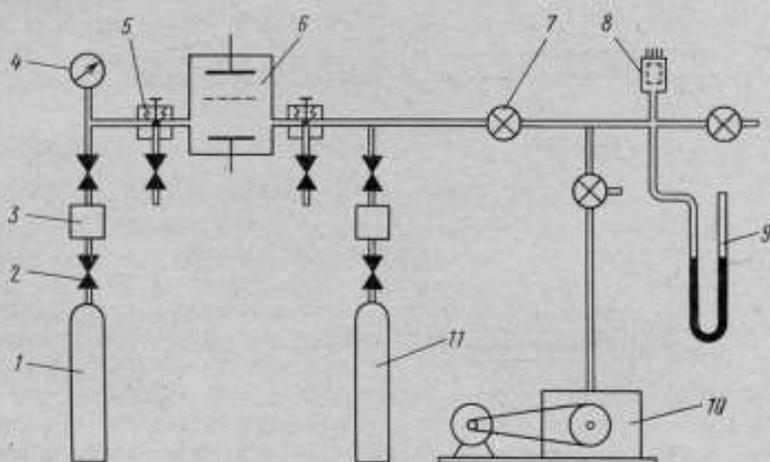


Рис. 2. Блок-схема вакуумной системы установки

1 — баллон с аргоном; 2 — игольчатые вентили; 3 — редукторы; 4 — манометр; 5 — сильфонные вентили; 6 — импульсная пьезоэлектрическая камера; 7 — стеклянные вакуумные краны; 8 — лампа ЛТ-2; 9 — ртутный манометр; 10 — форвакуумный насос; 11 — баллон с метаном

аргона контролируются с помощью ртутного и механического манометров в процессе наполнения камеры.

*Электронная часть* установки УСЧ-9 (рис. 3) состоит из основного канала, коллимационного канала и генератора точной амплитуды (ГТА) с измерителем амплитуды. Импульсы с нагрузочного сопротивления  $R_7$  собирающего электрода поступают на низкоомный предусилитель [4], а затем на основной усилитель [5], в схему которого введены регулируемые дифференцирующие и интегрирующие цепи. Усиленный импульс поступает на экспандр-усилитель, предназначенный для расширения энергетической шкалы спектрометра. Коэффициент усиления экспандр-усилителя может изменяться плавно в диапазоне от 1 до 50. Амплитудный анализ импульсов осуществляется с помощью многоканального анализатора АИ-100. Коллимационный (нижний) канал предназначен для электронной коллимации и в основном аналогичен верхнему; кроме

того, в нем находится одноканальный дифференциальный дискриминатор. Импульсы с выхода дифференциального дискриминатора поступают на схему управления анализатора АИ-100.

При градуировке и контроле работы установки используется генератор точной амплитуды, схема которого представляет собой модифицированное устройство [6]. Амплитуда генераторных импульсов измеряется измерителем амплитуды, в состав которого также входят потенциометр ПВ-7 и прибор Ф-116/2, используемый как нуль-индикатор. Для визуального наблюдения генераторных импульсов и импульсов от  $\alpha$ -источника, а также для измерения напря-

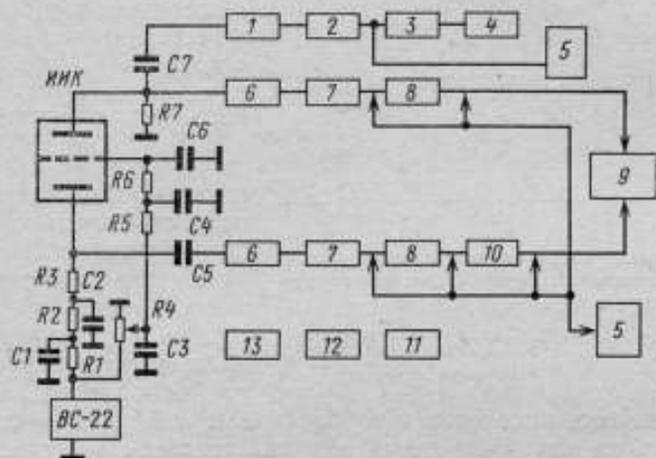


Рис. 3. Блок-схема электронной части установки

1 — генератор точной амплитуды; 2 — измеритель амплитуды; 3 — потенциометр ПВ-7; 4 — нуль-индикатор; 5 — синхроскопы; 6 — предусилители; 7 — усилители; 8 — экспандеры — усилители; 9 — многоканальный анализатор; 10 — дифференциальный дискриминатор; 11, 12, 13 — источники питания

жение на импульсную ионизационную камеру подается через специальный делитель напряжения с RC-фильтрами со стабилизированного выпрямителя ВС-22.

Разрешающая способность по энергии ионизационного спектрометра  $P_0$  характеризуется шириной пика распределения импульсов от  $\alpha$ -частиц, измеренной на половине высоты пика, и зависит в основном от вклада в общую ширину пика флуктуации ионизации  $P_n$ , влияния частичной неэкранировки сеткой собирающего электрода  $P_s$  и шумов радиотехнической аппаратуры  $P_{ш}$ .

$$P_0^2 = P_n^2 + P_s^2 + P_{ш}^2 \quad (1)$$

При измерении реальных спектров излучения  $\alpha$ -источников значение  $P_0$  увеличивается из-за влияния толщины активного слоя и защитного покрытия  $\alpha$ -источника —  $P_{ист}$ . Если считать сетку

идеально прозрачной для электронов и в то же время устраняющей индукционное влияние положительных ионов, импульс на собирающем электроде можно вычислить из выражения

$$U_{\text{соб}} = \frac{Ne}{C_{\text{соб}}} = - \frac{e}{C_{\text{соб}} \omega_{\text{ион}}} E_{\alpha}, \quad (2)$$

где  $N$  — число образовавшихся пар ионов;  $e$  — заряд электрона;  $C_{\text{соб}}$  — емкость собирающего электрода;  $\omega_{\text{ион}}$  — средняя энергия ионообразования;  $E_{\alpha}$  — энергия  $\alpha$ -частицы.

Таким образом, амплитуда импульса на собирающем электроде пропорциональна энергии  $\alpha$ -частицы. Амплитуда импульса на высоковольтном электроде зависит от угла вылета  $\alpha$ -частицы

$$U_{\text{н. эл}} = \frac{Ne}{C_{\text{соб}}} \left( 1 - \frac{x}{d} \cos \theta \right), \quad (3)$$

где  $\theta$  — угол вылета  $\alpha$ -частицы относительно нормали к электродам;  $x$  — расстояние от «центра тяжести» ионов до начала трека;  $d$  — расстояние между высоковольтным электродом и сеткой;  $C_{\text{н. эл}}$  —

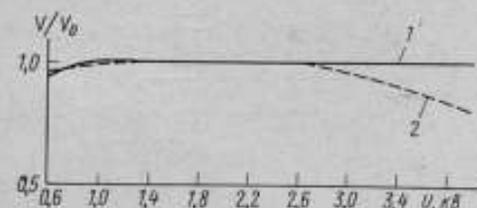


Рис. 4. Зависимость амплитуды импульсов от напряжения на собирающем электроде при наполнении камеры

1 — смесь  $\text{Ag} + 3\% \text{CH}_4$ ; 2 — техническим аргоном

полная емкость высоковольтного электрода. Эта зависимость была использована для уменьшения влияния толщины радиоактивного слоя источника путем осуществления электронной коллимации [7, 8]. В некоторых работах [9, 10] с этой целью применялись механические коллиматоры, однако трудность их изготовления и резкое уменьшение светосилы спектрометра снижало качество прибора в целом.

Флуктуация ионизации в значительной степени зависит от состава рабочего газа, наполняющего камеру. Наличие так называемых электроотрицательных примесей в газе приводит к потере электронов, движущихся к собирающему электроду, что увеличивает полуширину пика и сдвигает его. В этом смысле наиболее активным газом является кислород. В первых работах с ионизационными камерами большое внимание уделялось очистке рабочего газа от кислорода. В работе [11] было показано, что добавление к аргону 2% азота снижает его чувствительность к захвату электронов даже при больших примесях кислорода (1%). Проведенные исследования показали, что смесь технического аргона и 3% метана ведет себя подобно смеси  $\text{Ag} + 2\% \text{N}_2$ . При этом находилась зависимость амплитуды выходных импульсов от напряжения на собирающем электроде (рис. 4); давление газа в камере составляло 1,3 атм. Помимо снижения чувствительности к захвату электронов, применение та-

кой смеси увеличивает скорость дрейфа электронов, что в несколько раз уменьшает время их сбора [12].

Число пар ионов, образовавшихся в результате ионизации рабочего газа  $\alpha$ -частицами, флуктуирует, среднеквадратическая флуктуация определяется выражением [13]

$$\Delta N^2 = F \frac{E_\alpha}{\omega_{\text{ион}}}, \quad (4)$$

где  $F$  — коэффициент Фано. Теоретическое значение этого коэффициента лежит в пределах 0,3 — 0,5.

Исходя из формулы (4), можно получить выражение для полуширины флуктуации ионизации

$$\Pi_n = 2,35 \sqrt{FE_\alpha \omega_{\text{ион}}}. \quad (5)$$

С помощью описанной установки был определен коэффициент Фано для применяемой смеси газов. Экспериментальное значение этого коэффициента составило 0,4.

Шум радиотехнической аппаратуры существенно влияет на разрешающую способность ионизационного спектрометра. Для уменьшения этого влияния добиваются получения максимального отношения сигнала к шуму  $U_c / \sqrt{U_{\text{ш}}^2}$ . Это отношение зависит от параметров первой лампы предусилителя, входной емкости спектрометра, теплового шума сопротивления, полосы пропускания усилителя и т. д. При оптимальной полосе пропускания усилителя и достаточно большом входном сопротивлении оно может быть оценено по формуле

$$\frac{U_c}{\sqrt{U_{\text{ш}}^2}} = D \frac{S^{\frac{1}{4}}}{I_{\text{сет}}^{\frac{1}{4}} \sqrt{C_{\text{вх}}}}, \quad (6)$$

где  $S$  — крутизна первой лампы предусилителя;  $I_{\text{сет}}$  — сеточный ток первой лампы;  $C_{\text{вх}}$  — входная емкость;  $D$  — коэффициент пропорциональности.

Из формулы (6) видно, что для получения максимального отношения сигнал-шум необходимо выбирать первую лампу с большой крутизной и минимальным сеточным током, а также уменьшить входную емкость спектрометра. Отбор ламп лучше всего производить в рабочих условиях с помощью генератора точной амплитуды. В описываемых исследованиях отбор ламп производился по наименьшей ширине пика генераторных импульсов, измеренной на половине высоты пика. Из 100 ламп типа 6Ж1П низкошумовыми свойствами обладали всего несколько штук. Уровень шума у специальных ламп 6С51Н оказался таким же, как и у отобранных ламп 6Ж1П.

Входную емкость спектрометра можно снизить путем уменьшения емкости собирающего электрода, входной емкости предусилителя и емкости вакуумного ввода. Для исключения емкости вакуумного ввода первая лампа предусилителя была помещена внутрь камеры рядом с собирающим электродом, что позволило снизить входную емкость на 7—8 пФ. Дальнейшее уменьшение входной емкости спектрометра возможно путем уменьшения емкости собирающего электрода за счет уменьшения его размеров. Однако это снижает эффективность и разрешающую способность спектрометра при исследовании  $\alpha$ -источников с большой площадью активной поверхности. На рис. 5 представлена зависимость скорости счета импульсов и разрешающей способности спектрометра от положения точечного

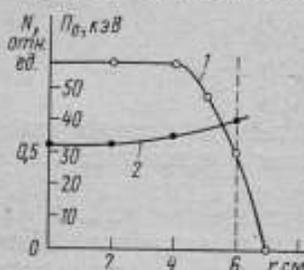


Рис. 5. Зависимость скорости счета импульсов (1) и разрешающей способности (2) от положения точечного  $\alpha$ -источника относительно центра собирающего электрода

источника относительно центра собирающего электрода. При радиусе собирающего электрода 60 мм уменьшение скорости счета наблюдается уже для расстояния от центра порядка 50 мм, разрешающая способность также ухудшается. Таким образом, применяя собирающий электрод диаметром 120 мм, с помощью этой камеры можно производить измерения  $\alpha$ -источников с площадью активной поверхности до 80 см<sup>2</sup>. При этом полуширина распределения, обусловленная радиотехническими шумами, составляет 17 кэВ.

Уравнение (2) применимо только для случая идеальной сетки, т. е. когда индукционный эффект положительных ионов полностью исключен. Однако вследствие неидеальности сетки остается некоторое влияние положительных ионов на собирающий электрод, которое характеризуется степенью прозрачности сетки

$$\sigma = \frac{a}{2\pi b} \ln \frac{a}{2\pi r} \quad (7)$$

где  $a$  — расстояние между проволоками сетки;  $r$  — радиус проволоки;  $b$  — расстояние между собирающим электродом и сеткой. Увеличивая расстояние между собирающим электродом и сеткой или увеличивая радиус проволоки и уменьшая расстояние между проволоками, можно значительно снизить влияние амплитуды импульсов на собирающем электроде от угла вылета  $\alpha$ -частицы. Однако при этом следует учитывать возможность захвата электронов сеткой. Оптимальное условие, при котором будет достаточная экранировка и минимальный ток сетки, определяется выражением [14]

$$\frac{\epsilon_{\text{собр}}}{\epsilon_{\text{выс}}} = \frac{1 + \frac{2\pi r}{a}}{1 + \frac{2\pi r}{a}} \quad (8)$$

где  $\epsilon_{\text{собр}}$  — напряженность электрического поля между собирающим электродом и сеткой;  $\epsilon_{\text{выс}}$  — напряженность электрического поля между высоковольтным электродом и сеткой. Исследовалась прозрачность трех сеток. Параметры их приведены в таблице. Наилучшей в смысле снижения индукционного влияния положительных ионов оказалась сетка № 1, установленная на расстоянии, 25 мм от собирающего электрода.

Номер сетки	$r$ , мм	$a$ , мм	$b$ , мм	$\delta$
1	0,05	1,0	11,5	0,161
1	0,05	1,0	25,0	0,0059
2	0,05	1,5	11,5	0,0312
2	0,05	1,5	25,0	0,0148
3	0,05	2,0	11,5	0,048
3	0,05	2,0	25,0	0,0229

Вклад незранировки сетки в полуширину  $\alpha$ -пика рассчитывался по формуле [14]

$$\Pi_s = 0,72 \frac{E\alpha x}{df} \sqrt{1 + 0,13 \frac{E\alpha x}{df\Pi_r}}, \quad (9)$$

где  $f$  — степень коллимации (при телесном угле  $2\pi f = 1$ );  $\Pi_r$  — полуширина гауссовского распределения, обусловленная влиянием радиотехнических шумов и флуктуации ионизации.

Полуширина незранировки сетки, рассчитанная для  $\alpha$ -частиц с энергией 5000 кэВ и для сетки № 1, находящейся на расстоянии 25 мм от собирающего электрода, составила 5 кэВ. Расчет был сделан для степени коллимации  $f = 1$ . При электронной коллимации это значение можно снизить в 2—3 раза.

Таким образом, при оптимальном режиме работы установки с импульсной ионизационной камерой разрешающая способность ее будет определяться в основном флуктуацией ионизации и радиотехническими шумами усилителя. Основные значения полуширины пиков распределения, обуславливающих энергетическую разрешающую способность установки, следующие:

Флуктуация ионизации кэВ . . . . .	16,4
Шум усилителя кэВ . . . . .	17
Незранировка сетки кэВ . . . . .	5
Поглощение в источнике кэВ . . . . .	7
Полная разрешающая способность кэВ . . . . .	26

При измерении спектров от реальных  $\alpha$ -источников разрешающая способность установки составляла 25—30 кэВ (рис. 6).

На верхнем пределе измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках существенную роль играет разрешающее время установки. Разрешающее время установки с импульсной ионизационной камерой в основном определяется длительностью процессов, проте-

кающих в радиоэлектронных схемах, так как практически время сбора электронов в ионизационной камере составляет около 1 мкс, «мертвое» время усилителя — около 30 мкс (для выбранных постоянных дифференцирования и интегрирования). Разрешающее время установки измерялось тремя методами. Первый из них обычный с использованием трех источников [15]. Второй метод, в котором применяется один источник с известным внешним излучением, заключается в том, что предварительно измеряется внешнее излучение источника на остановке с малым «мертвым» временем

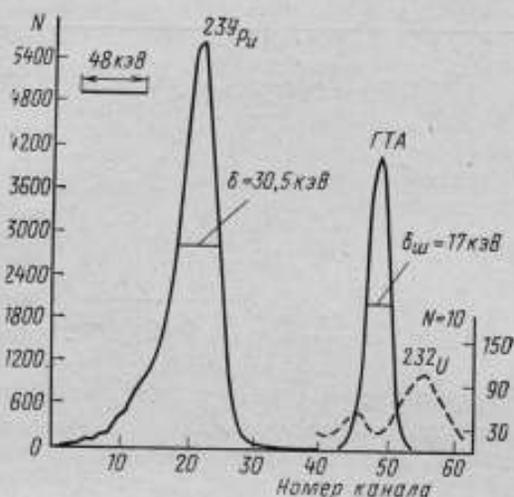


Рис. 6. Распределение импульсов по амплитуде от  $\alpha$ -источника  $^{239}\text{Pu}$  и генератора точной амплитуды. (Пунктирная кривая — спектр примесных атомов в урановом источнике)

(1—2 мкс.), например, на эталонной установке УЭА-2, а затем определяется скорость счета на установке с импульсной ионизационной камерой. Значение разрешающего времени вычисляется по формуле

$$\tau = \frac{n_0 - n}{nn_0}, \quad (10)$$

где  $n_0$  — внешнее излучение  $\alpha$ -источника;  $n$  — скорость счета, измеренная на установке с импульсной ионизационной камерой.

Третьим был метод периодических импульсов, подаваемых с импульсного генератора на вход предварительного усилителя, и последующего измерения скорости счета от  $\alpha$ -источника и генератора. В качестве генератора импульсов использовался прибор Г5-2А, на выходе которого импульсы регулировались по форме и амплитуде таким образом, чтобы они совпадали с импульсами от  $\alpha$ -источ-

ника. Разрешающее время рассчитывалось по формуле [16]

$$\tau = \frac{1}{n_1} \left[ 1 - \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (11)$$

где  $n_1$  — скорость счета от  $\alpha$ -источника;  $n_2$  — скорость счета от генератора;  $n_3$  — скорость счета от генератора и источника одновременно.

Разрешающее время установки с импульсной ионизационной камерой, измеренное тремя методами, составило  $32 \pm 2$  мкс. Обычно при оценке верхнего предела измерения активности нуклидов задаются величиной просчета импульсов, обусловленного конечным разрешающим временем установки. Однако в данном случае верхний предел измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках оценивался по максимальной скорости счета, при которой разрешающая способность по энергии не ухудшается. Это связано с тем, что поправки на самопоглощение и поглощение  $\alpha$ -частиц в источнике определяются спектрометрическим методом (см. стр. 58). Верхний предел измерения активности  $\alpha$ -нуклидов с помощью установки УСЧ-9 составил 500 расп/с.

Фон установки определяется в основном естественным фоном камеры, который зависит от собственной радиоактивности материалов, из которых изготовлена камера. Первоначально в камере использовались электроды из латуни. При этом собственный фон камеры составлял 0,034 имп/с. В результате замены латунных электродов стальными собственный фон камеры снизился в 20 раз (фон — 0,0017 имп/с), что позволило существенно уменьшить нижний предел измерения активности  $\alpha$ -нуклидов. Оценка нижнего предела измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках производилась по формуле Фурмана—Патмена [17] и составила 0,05 расп/с при длительности измерений 50 ч и погрешности измерений  $\pm 3\%$ .

Таким образом, установка с импульсной ионизационной камерой УСЧ-9 позволяет измерять активность нуклидов в  $\alpha$ -источниках с активной поверхностью до  $50 \text{ см}^2$  в диапазоне  $0,05 - 5 \cdot 10^2$  расп/с. Это значительно расширяет существующий диапазон воспроизведения единицы активности. Одновременно с помощью этой установки, обладающей высокой разрешающей способностью по энергии, можно измерять спектральные характеристики кривой распределения импульсов от  $\alpha$ -частиц  $^{239}\text{Pu}$  составляет 30 кэВ. Обладая при этом высокой светосилой, установка позволяет производить анализ очень малых количеств радиоактивного вещества.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бугорков С. С., Малкин Л. З., Петержак К. А., Яковлев В. А., Якушин М. И. Ионизационные камеры для счета  $\alpha$ -частиц. Труды Радиового института им. В. Г. Хлопина, 1959 т. 9.

2. Frish O. R. «Brit. Atom. Energy Project». 1944. 49.
3. Benoit R., Bertolini, Restelli G. B., «Nucl. Instrum. and Methods» 1964, 29, 149.
4. Техника измерений радиоактивных препаратов. Сб. Под ред. Бочкарева, В. В., Госатомиздат, 1962.
5. Алхазов Г. А., Воробьев А. А. Стабильный импульсный усилитель. «ПТЭ», 1966, № 1.
6. Воробьев А. А., Королев В. А., Киреев В. А., Николаев С. Н., Солякин Г. Е. «Передовой научно-технический и производственный опыт», ЦИТЭИ, 1960 № П-60—5/1.
7. Valladas. «Rapport CEA». № 483, 1955.
8. Богачев А. В. Воробьев А. А., Комер А. П. Использование импульсной ионизационной камеры в качестве  $\alpha$ -спектрометра. Изв. АН СССР, сер. физ., 1956, № 20.
9. Engelke D. W., Magnusson L. B. «Rev. Sci. Instrum». 1955, 26.
10. Баранов С. А., Зеленков А. Г., Родионов Ю. Ф. Ионизационная камера с сеткой. Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, т. 21, № 7.
11. Faubini U., Malvicini A., «Nucleonics» 1955, 13, № 4.
12. Воробьев А. А., Королев В. А. Исследование свойства смеси аргона с метаном как наполнителя ионизационной камеры. «ПТЭ», 1961, № 4.
13. Fano U. «Phys. Rev» 1947, 72.
14. Снелл А. Приборы для регистрации ядерных излучений и их применение. Атомиздат, 1965.
15. Константинов А. А., Кочни А. Е. Образцовая установка УСЧ-5. Сб. Новые научно-исследовательские работы метрологии. Изд-во стандартов, 1964.
16. Baerg A. P., «Metrologia» v. 1, № 3, 1965.
17. Дементьев В. А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов. Атомиздат, 1967.

Поступила в редакцию  
29.12. 1971 г.

УДК 539.164.08 : 539.1.074.22

В. Я. АЛЕКСЕЕВ, В. А. СЕРЕБРЯННЫЙ  
ИЛИНИИ

### ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ В $\alpha$ -ИСТОЧНИКАХ С ПОМОЩЬЮ УСТАНОВКИ С ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ

В настоящее время широкое распространение получили источники  $\alpha$ -излучения, у которых радиоактивное вещество нанесено на подложку из нержавеющей стали и закрыто специальной защитной пленкой. Они используются в качестве эталонных и образцовых источников излучения. Однако при измерении активности нуклидов в них методом счета числа частиц в геометрии  $2\pi$  возникают трудности в определении поправок на поглощение  $\alpha$ -частиц в активном слое (самопоглощение) и в защитном покрытии и на отражение  $\alpha$ -частиц от подложки источника. Для определения этих поправок необходимо знать толщину активного слоя и слоя защит-

ного покрытия, но непосредственно измерить толщину этих слоев практически невозможно. Однако исследуя энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, испускаемых источником, можно получить достоверные данные о поглощении и самопоглощении.

Установка с импульсной ионизационной камерой (см. стр. 48), сочетающая в себе счетную систему и ионизационный спектрометр, позволяет измерять внешнее излучение  $\alpha$ -источников и исследовать спектральное распределение импульсов от  $\alpha$ -частиц. Переход от внешнего  $\alpha$ -излучения к активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках осуществляется путем введения указанных поправок.

#### Внешнее излучение $\alpha$ -источников

Рассмотрим образцовый источник с толщиной активного слоя  $h$  и защитным покрытием толщиной  $l$  (для упрощения расчетов отражением  $\alpha$ -частиц от подложки источника пренебрегаем). У образцового источника размеры активной поверхности много больше по сравнению с пробегами  $\alpha$ -частиц (в активном слое и слое защитного покрытия)  $R_0$  и  $R_1$ , следовательно, краевыми эффектами можно пренебречь. Исходя из уравнения Брега  $R_1 = BE_0^n$ , для толщины пленки  $h_1$  можно записать

$$h_1 = R_1 - R'_1 = B_1 (E_0^n - E^n), \quad \text{Рис. 1. Схема образцового } \alpha\text{-источника} \quad (1)$$

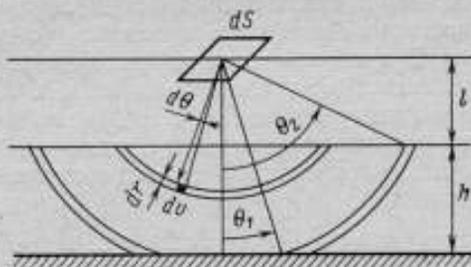
где  $B_1$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий данное вещество;  $n \approx 1,5$ ;  $R'_1$  — пробег  $\alpha$ -частиц с энергией  $E$  в защитном покрытии толщиной  $h_1$ ;  $E$  — остаточная энергия  $\alpha$ -частиц после прохождения слоя  $h_1$ . Вместо защитной пленки толщиной  $h_1$ , пробег  $\alpha$ -частиц в которой составляет  $R_1$ , будем рассматривать эквивалентную пленку толщиной  $l$ , но с пробегом  $R_0$ , тогда

$$l = R_0 - R'_0 = B_0 (E_0^n - E^n). \quad (2)$$

При этом условие эквивалентности имеет вид

$$\frac{h}{l} = \frac{B_1}{B_0}. \quad (3)$$

Рассмотрим элементарную площадку  $ds$  на поверхности  $\alpha$ -источника, у которого толщина активного слоя равна  $h$ , толщина защитного покрытия —  $l$  и пробег в этих слоях  $\alpha$ -частиц  $R_0$  (рис. 1). Альфа-частицы с энергиями от  $E$  до  $E + dE$ , пересекающие эту площадку, могут вылететь только из шарового слоя, заключенного



между сферическими поверхностями с радиусами  $r$  и  $r + dr$ , тогда

$$r = R_0 - B_0 E^n = R_0 (1 - \epsilon^n); \quad (4)$$

$$[dr = -R_0 n \epsilon^{n-1} d\epsilon, \quad (5)$$

где  $\epsilon = E/E_0$ ;  $E$  — энергия  $\alpha$ -частиц, прошедших путь  $r$ . Считая, что удельная активность нуклида  $C$  постоянна во всем радиоактивном слое (распределение радиоактивных атомов равномерно), можно получить выражение для энергетического распределения  $\alpha$ -частиц над поверхностью источника путем интегрирования выражения для числа  $\alpha$ -частиц, прошедших через площадку  $ds$  из элемента объема  $dv$

$$\frac{dN}{d\epsilon} = -\frac{R_0 n C \epsilon^{n-1}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{b_0} \sin \theta \cos \theta d\theta ds dv. \quad (6)$$

Характер энергетического распределения  $\alpha$ -частиц будет различным для различных областей источника, из которых испускаются  $\alpha$ -частицы. Активность нуклидов в  $\alpha$ -источнике представим в виде  $A = Chs$ , где  $s$  — площадь источника. Результаты интегрирования выражения (6) представлены в табл. 1. Путем дальнейшего интегрирования уравнений (7), (8), (9) по всему энергетическому интервалу можно получить выражение для внешнего излучения образцового  $\alpha$ -источника (без учета отражения  $\alpha$ -частиц от подложки источника).

$$N_{\text{вн}} = \frac{A_0}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{R_0} - \frac{l}{R_0} \right). \quad (7)$$

Коэффициенты в скобках характеризуют поправки на самопоглощение и поглощение и совпадают с коэффициентами, полученными в работах [1, 2].

Отражение  $\alpha$ -частиц от подложки источника характеризуется вероятностью многократного рассеяния  $\alpha$ -частиц на атомах подложки  $L(A, S, Rn)$ , где  $S$  — путь, пройденный  $\alpha$ -частицей в подложке источника;  $A$  — атомная масса. Вклад  $\alpha$ -частиц, рассеянных от подложки, увеличивает внешнее излучение

$$N_{\text{вн}} = \frac{A_0}{2} \left[ \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{R_0} - \frac{l}{R_0} + L(A, S, Rn) \right) \right]. \quad (8)$$

Практически с помощью измерительной установки определяется скорость счета импульсов от  $\alpha$ -источника. Чтобы получить значение внешнего излучения, необходимо в первую очередь учесть ту долю  $\alpha$ -частиц, которая не была зарегистрирована установкой вследствие дискриминации шумовых импульсов. Для этого линейная часть дискриминационной кривой экстраполируется к нулевому порогу запираения. Дискриминационная кривая представляет собой зависимость скорости счета импульсов от порога запираения дискриминатора (рис. 2). Экстраполяционное значение скорости

Интервал значений $z$	Интервал значений $\varepsilon$	$\theta_1$	$\theta_2$	$\frac{dN}{d\varepsilon}$
$0 < r < l$	$\varepsilon_1 < \varepsilon < 1$ $\left[ \varepsilon_1 = \left( 1 - \frac{l}{R_0} \right)^{\frac{1}{n}} \right]$	0	0	$\left( \frac{dN}{d\varepsilon} \right) = 0$ (7)
$l < r < h + l$	$\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_1$ $\left[ \varepsilon_2 = \left( 1 - \frac{l+h}{R_0} \right)^{\frac{1}{n}} \right]$	0	$\arccos \frac{l}{r}$	$\left( \frac{dN}{d\varepsilon} \right) = \frac{R_0 A_0}{4h} n \varepsilon^{n-1} \left[ 1 - \frac{l}{R_0^2 (1 - \varepsilon^n)^2} \right]$ (8)
$l + h < R_0$	$0 < \varepsilon < \varepsilon_2$	$\arccos \frac{h+l}{r}$	$\arccos \frac{l}{r}$	$\left( \frac{dN}{d\varepsilon} \right) = \frac{A_0 (h^2 - 2hl)}{4hR_0} \cdot \frac{n\varepsilon^{n-1}}{(1 - \varepsilon^n)^2}$ (9)

счета  $N_{\text{экс}}$  определяется в точке пересечения экстраполированной линейной части кривой дискриминаций, построенной по способу наименьших квадратов, с осью ординат, или аналитически по формуле:

$$N_{\text{экс}} = \frac{N_1 U_2 - N_2 U_1}{U_2 - U_1}, \quad (9)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — значения скоростей счетов на кривой дискриминации;  $U_1$  и  $U_2$  — значения порогов записывания, при которых были измерены соответствующие скорости счетов  $N_1$  и  $N_2$ . Для определения внешнего излучения вводятся поправки на фон и просчет импульсов из-за «мертвого» времени установки. Поправка на фон играет существенную роль при измерении внешнего излучения

$\alpha$ -источников с низкими значениями активностей нуклидов и вводится путем вычитания скорости счета импульсов фона из скорости счета измеренной установки.

При больших скоростях счета вводится поправка на просчет из-за «мертвого» времени установки

$$N_{\text{вн}} = \frac{N_{\text{экс}}}{1 - N_{\text{экс}} \tau}, \quad (10)$$

где  $\tau$  — «мертвое» время установки.

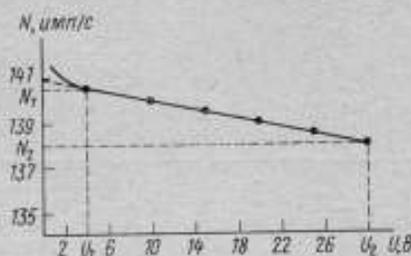


Рис. 2. Зависимость скорости счета импульсов от порога записывания дискриминатора

Возникающая при этом систематическая погрешность (поправка на «мертвое» время вводится по отношению к  $N_{\text{экс}}$ , а не к значениям скоростей счета, полученных при снятии дискриминационной кривой), как показала оценка, не превышает 0,05% для обычных образцовых источников.

Чтобы перейти от полученного значения внешнего  $\alpha$ -излучения к значению активности нуклидов в  $\alpha$ -источнике, согласно уравнению (11), необходимо определять поправки на поглощение, самопоглощение и отражение  $\alpha$ -частиц от металлической подложки источника.

#### Поправки на поглощение и самопоглощение

Полученные выражения (7), (8), (9) позволяют вычислить спектр  $\alpha$ -частиц над поверхностью образцового  $\alpha$ -источника. На рис. 3 представлены кривые распределения  $\alpha$ -частиц для образцовых  $\alpha$ -источников, вычисленные при различных значениях коэффициентов  $h/R_0$  и  $l/R_0$  и для телесного угла  $2\pi$ . Приведенные теоретические спектры  $\alpha$ -частиц нормированы по амплитуде спектра и по энергии. Из рис. 3 видно, что при увеличении толщины радиоактивного слоя

источника  $h$  увеличивается в основном полуширина энергетического распределения  $\alpha$ -частиц, а увеличение толщины защитного слоя  $l$  приводит, преимущественно, к сдвигу кривой энергетического распре-

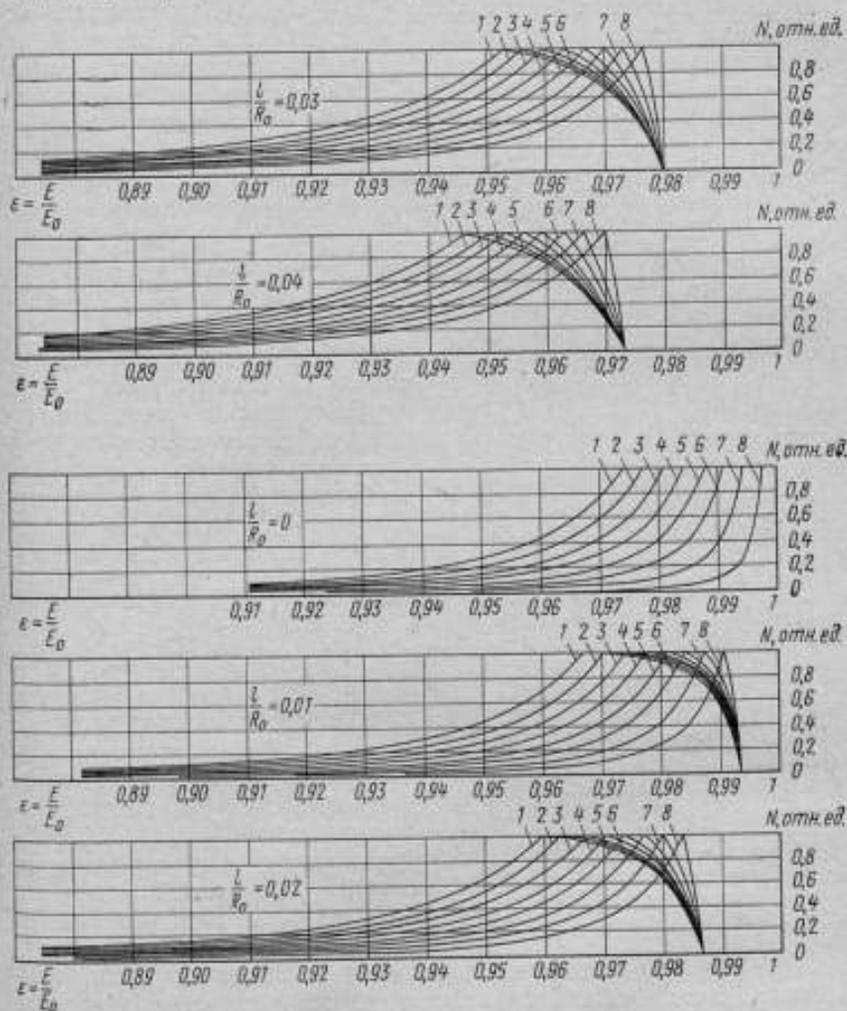


Рис. 3. Спектры  $\alpha$ -частиц, рассчитанные для различных толщин защитного покрытия  $l$  и различных толщин активного слоя  $h$ . При  $\frac{h}{R_0}$  равном  
 1 — 0,04; 2 — 0,035; 3 — 0,03; 4 — 0,025; 5 — 0,02; 6 — 0,015; 7 — 0,01; 8 — 0,005

деления в сторону малых энергий. Чтобы перейти от теоретических спектров  $\alpha$ -частиц к аппаратным спектрам импульсов, необходимо учесть влияние измерительной установки, которое характе-

ризуется некоторой аппаратурной функцией  $G(\epsilon, \epsilon_{\text{анн}})$ . Эта функция определяет зависимость вероятности регистрации  $\alpha$ -частиц с энергиями в интервале от  $\epsilon$  до  $\epsilon + d\epsilon$  при изменении амплитуды импульсов в интервале от  $\epsilon_{\text{анн}}$  до  $\epsilon_{\text{анн}} + d\epsilon_{\text{анн}}$ . Как показали исследования установки с импульсной ионизационной камерой, на разрешающую способность ионизационного спектрометра, в основном влияют флуктуация ионизации, радиотехнические шумы и другие факторы, приводящие к Гауссовскому распределению импульсов. Следовательно, общее выражение для аппаратурного спектра импульсов можно представить в виде:

$$\left(\frac{dN}{d\epsilon}\right)_{\text{анн}} = \frac{2,35}{\Pi_r \sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{2,76}{\Pi_r^2} (\epsilon_{\text{анн}} - \epsilon)^2} \left(\frac{dN}{d\epsilon}\right)_{\text{теор}} d\epsilon, \quad (11)$$

где  $\Pi_r$  — ширина Гауссовского распределения амплитуд импульсов от  $\alpha$ -частиц с энергией  $\epsilon$ .

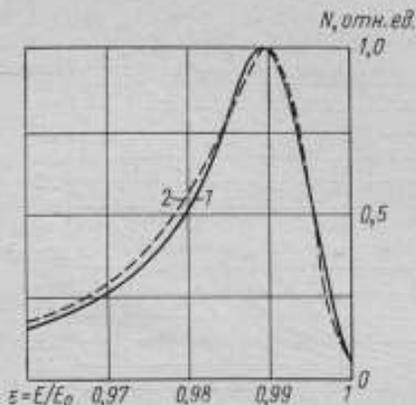


Рис. 4. Пример совмещения спектров импульсов от  $\alpha$ -частиц, полученных экспериментально (1) и расчетным путем (2)

Практически (при использовании многоканального анализатора) аппаратурный спектр импульсов можно представить в виде матрицы с числом элементов, зависящим от выбранной ширины канала анализатора

$$\left(\frac{dN}{d\epsilon}\right)_{\text{анн}} = [G] \left[\frac{dN}{d\epsilon}\right]_{\text{теор}}. \quad (12)$$

Производя данные вычисления на ЭВМ, можно довольно быстро получить семейство аппаратурных спектров для различных значений  $h/R_0$  и  $l/R_0$ , которые однако могут применяться только для данной установки при условии высокой стабильности аппаратуры.

Значения коэффициентов поглощения и самопоглощения определяются путем сравнения аппаратурного спектра, полученного расчетным путем, с аппаратурным спектром, снятым с помощью спектрометра с импульсной ионизационной камерой для реального образцового  $\alpha$ -источника. Сравнение осуществляется графическим подбором и совмещением спектров, причем оба спектра предварительно должны быть нормированы (по амплитуде и энергии). Пример такого совмещения приведен на рис. 4. Хорошее совпадение сравниваемых кривых указывает на правильность выбора данного расчетного спектра импульсов от  $\alpha$ -частиц и однозначность определения величин  $h/R_0$  и  $l/R_0$ . В случае несовпадения подбор расчет-

ного спектра (и тем самым определение  $h/R_0$  и  $l/R_0$ ) осуществляют путем интерполяции двух близких расчетных спектров.

Анализ погрешности определения поправок на поглощение и самопоглощение, приведенный в работе [1], показывает, что относительная погрешность определения этих поправок составляет 16—17%. Описанным способом были определены поправки на поглощение и самопоглощение для целого ряда  $\alpha$ -источников, предназначенных для аттестации в качестве рабочих эталонов единицы активности соответствующих нуклидов и образцовых источников (с активностью нуклидов в источниках не более 500 расп/с). Суммарные значения этих поправок находились в интервале 0,012—0,02.

#### Поправка на отражение

Отражение  $\alpha$ -частиц от подложки источника долгое время рассматривалось как пренебрежимо малое. Однако более точные измерения показали, что рассеяние  $\alpha$ -частиц атомами подложки увеличивает результат, полученный при  $2\pi\lambda$ -счете, на несколько процентов. Теория многократного рассеяния  $\alpha$ -частиц и расчеты, произведенные Крауффордом [3], позволяют оценить вероятность отражения  $\alpha$ -частиц, которая характеризуется некоторым углом, сдвига между первоначальным направлением  $\alpha$ -частицы и радиусом-вектором, определяющим ее местонахождение после прохождения пути в подложке. Связь между вероятностью отражения  $\alpha$ -частицы и углом сдвига определяется формулой

$$L(A, S, R_n) = 0,402\Phi(A, S, R_n), \quad (13)$$

где  $L(A, S, R_n)$  — вероятность отражения  $\alpha$ -частицы с полным пробегом  $R_n$  после прохождения пути  $S$  в подложке с атомным весом  $A$ ;  $\Phi(A, S, R_n)$  — наиболее вероятное значение угла сдвига (в радианах) после прохождения  $\alpha$ -частицей пути  $S$  в подложке с атомной массой  $A$ .

Исходя из результатов экспериментов по рассеянию  $\alpha$ -частиц в золоте, проведенных Гейгером, Крауффорд вычислил значения  $\Phi(A, S, R_n)$  для  $\alpha$ -частиц  $^{239}\text{Pu}$ . Для подложек из материалов с другими атомными массами существует формула перехода

$$\Phi(R_n, S, A_0) = \Phi(R, S, A_{\text{Лн}}) \left[ \frac{\sum_i^n n_i A_i^2}{197^2 \sum_i^n n_i \sqrt{A_i}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

где  $A_i$  — атомная масса  $i$ -й компоненты молекулы вещества, составляющего подложку;  $n_i$  — число атомов  $i$ -й компоненты молекулы.

В табл. 2 приводятся значения относительной отражательной способности вещества, рассчитанной по формуле (14) [4].

Таблица 2

Состав подложки	Be	SiO <sub>2</sub>	Al	Нерж. сталь	Ni	Mo
$\frac{L(R, S, A)}{L(R, S, A_{Au})}$	0,1	0,19	0,23	0,38	0,4	0,58

Состав подложки	Cd	U <sub>3</sub> O <sub>8</sub>	Ta	Pt	Au	Pb
$\frac{L(R, S, A)}{L(R, S, A_{Au})}$	0,66	0,89	0,93	0,99	1,00	1,03

Существует несколько способов экспериментального определения вероятности отражения  $\alpha$ -частиц подложки источника. В описываемых исследованиях был использован способ [3] в несколько упрощенном виде.

Измеряется внешнее излучение «невесомого»  $\alpha$ -источника

$$N'_{\text{из}} = \frac{A_0}{2} (1 + k), \quad (15)$$

где  $k$  — коэффициент отражения  $\alpha$ -частиц от подложки источника. Заклеив источник поглотителем, толщина которого выбирается таким образом, чтобы не сказывалось отражение  $\alpha$ -частиц, вновь измеряется внешнее излучение  $\alpha$ -источника

$$N''_{\text{из}} = \frac{A_0}{2} (1 - \tau_{\text{погл}}), \quad (16)$$

где  $\tau_{\text{погл}}$  — коэффициент поглощения  $\alpha$ -частиц в выбранном поглотителе. Зная пробег  $\alpha$ -частиц в поглотителе  $R_k$  и толщину поглотителя  $l_k$  (см. по формуле 10), легко можно рассчитать коэффициент поглощения.

Решая совместно уравнения (18) и (19), получим

$$k = \frac{N'_{\text{из}} \left(1 - \frac{l_k}{R_k}\right)}{N''_{\text{из}}} - 1. \quad (17)$$

Описанным способом были измерены коэффициенты отражения для плутониевого  $\alpha$ -источника на полированной платине. Для этой подложки был вычислен коэффициент отражения 0,03, при этом среднее квадратическое отклонение результатов измерений составило 20%. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными [4, 5] и полученными из расчетов Крауффорда — 0,032. При исследовании образцовых источников  $^{239}\text{Pu}$  на подлож-

ках из нержавеющей стали отражение  $\alpha$ -частиц не было обнаружено в пределах погрешности измерения ( $\pm 0,6\%$ ).

Теоретическое значение коэффициента отражения для подложек из нержавеющей стали можно рассчитать по теории Крауффорда (табл. 2) и экспериментальных данных для источников  $^{239}\text{Pu}$  на платине по формуле

$$k_{\text{верж. ст}} = \frac{L_{\text{верж. ст}} k_{\text{Pt}}}{L_{\text{Pt}}} = \frac{0,38 \cdot 0,031}{0,99} \approx 0,012. \quad (18)$$

Однако результаты измерения коэффициента отражения для полированной подложки из нержавеющей стали, приведенные в работе [4], оказались значительно ниже теоретического значения ( $0,001 \pm 0,003$ ). Отсутствие отражения  $\alpha$ -частиц в этом случае, по-видимому, можно объяснить для образцовых источников большой шероховатостью поверхности подложки (нержавеющая сталь после проката), а для полированной подложки — нарушением этой поверхности при химических операциях, связанных с приготовлением источников.

Таким образом, при определении активности нуклидов в образцовых  $\alpha$ -источниках поправкой на отражение  $\alpha$ -частиц от подложки можно пренебречь.

#### Погрешность измерений

Суммарная погрешность измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках в  $2\pi$ -геометрии с помощью импульсной ионизационной камерой зависит от случайных и систематических погрешностей определения внешнего излучения и поправок на самопоглощение, поглощение и отражение и может быть вычислена по формуле [6]

$$\delta A_0 = t \sqrt{S_x^2 + S_z^2}, \quad (19)$$

где  $S_x$  — относительное среднее квадратическое отклонение среднего значения измеряемой величины;  $S_z$  — относительное среднее квадратическое отклонение систематических погрешностей или их неисключенных остатков;  $t$  — коэффициент, определяемый исходя из выбранной доверительной вероятности.

Предполагая, что составляющие систематической погрешности имеют равновероятностный характер распределения, имеем

$$S_z = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n \zeta_i^2}, \quad (20)$$

где  $\zeta_i$  — составляющие систематической погрешности или их неисключенных остатков (включая и коэффициенты влияния).

При определении коэффициента  $t$  следует учитывать, что он должен соответствовать той же доверительной вероятности, что и

коэффициент, взятый при расчете случайных погрешностей  $t_x$  (коэффициент Стьюдента)

$$t = \frac{\theta + t_x S_x}{S_x + S_x}, \quad (21)$$

где  $\theta = m \sqrt{\sum_{i=1}^n \zeta_i^2}$  (коэффициент  $m$  равен 1,1 или 1,4 при доверительных вероятностях 0,95 или соответственно 0,99).

Случайная погрешность измерения в основном обусловлена статистическим характером распада радиоактивного источника и ее значение определяется, исходя из количества зарегистрированных импульсов и числа измерений (число точек на кривой дискриминации, построенной по способу наименьших квадратов), т. е.  $S_x = \delta N_{\text{экс}}$ . Рассчитывая  $N_{\text{экс}}$ , аналитически по формуле (12) погрешность измерения  $\Delta N_{\text{экс}}$  можно определить из выражения

$$\Delta N_{\text{экс}} = \sqrt{\left(\frac{U_1}{U_2 - U_1} \Delta N_2\right)^2 + \left(\frac{U_2}{U_2 - U_1} \Delta N_1\right)^2 + \dots + \left[\frac{U_2 N_1}{(U_2 - U_1)^2} \Delta U_1\right]^2 + \left[\frac{U_1 N_2}{(U_2 - U_1)^2} \Delta U_2\right]^2}. \quad (22)$$

При практической оценке погрешности измерений членами в квадратных скобках можно пренебречь, так как наклон экстраполяционной части кривой дискриминации достаточно мал (1—2%), а значения потенциалов запирающего дискриминатора контролируются с погрешностью не выше  $\sim 0,1\%$  с помощью генератора точной амплитуды с измерителем амплитуды. В этом случае формула для определения относительной погрешности  $\delta N_{\text{экс}}$  принимает вид

$$\delta N_{\text{экс}} = \sqrt{\left(\frac{U_2}{U_2 - \frac{N_2}{N_1} U_1} \delta N_1\right)^2 + \left(\frac{U_1}{\frac{N_1}{N_2} U_2 - U_1} \delta N_2\right)^2}. \quad (23)$$

Оценим значение этой случайной погрешности измерения. Вследствие того, что наклон дискриминационной характеристики мал, можно принять  $N_2/N_1 U_1 \approx U_1$ . Тогда из формулы (23) следует, что чем больше разность  $U_2 - U_1$ , тем меньше случайная погрешность измерения  $\delta N_{\text{экс}}$ . Практически эта разность составляет 20—25 В ( $U_1 = 5$  В,  $U_2 = 30$  В). Таким образом, при  $\delta N_1 \approx \delta N_2 = 0,1\%$ , относительная случайная погрешность определения экстраполированного значения скорости счета  $\delta N_{\text{экс}} = 0,13\%$ . При измерении внешнего излучения  $\alpha$ -источников в средней части диапазона, т. е. когда поправки на фон и просчет импульсов из-за «мертвого» времени установки не играют роли, погрешность измерения внешнего излучения  $\delta N_{\text{вн}}$  будет определяться погрешностью  $\delta N_{\text{экс}}$ . В том случае, когда поправка на фон приобретает существенное значение, погрешность измерения внешнего  $\alpha$ -излучения будет за-

висеть от погрешности измерения фона и соотношения скоростей счета от  $\alpha$ -источника и фоновых импульсов

$$\delta N_{\text{ин}} = \sqrt{\left(\delta N_{\text{экс}} \frac{N_{\text{экс}}}{N_{\text{экс}} - N_{\text{ф}}}\right)^2 + \left(\delta N_{\text{ф}} \frac{N_{\text{ф}}}{N_{\text{экс}} - N_{\text{ф}}}\right)^2}, \quad (24)$$

где  $\delta N_{\text{ф}}$  — относительная погрешность измерения фона.

При больших скоростях счета поправка на просчет импульсов из-за «мертвого» времени установки по существу является учтенной систематической погрешностью, погрешность же определения самого «мертвого» времени будет неучтенным остатком этой систематической погрешности, и формула погрешности в этом случае имеет вид

$$\delta N_{\text{ин}} = t \sqrt{\left(\frac{\delta N_{\text{экс}}}{1 - N_{\text{экс}}\tau}\right)^2 + \frac{1}{3} \sum_{i=1}^2 \xi_i^2}, \quad (25)$$

где  $\xi = \frac{N_{\text{экс}}\tau}{1 - N_{\text{экс}}\tau} \delta\tau$ ;  $\delta\tau$  — относительная погрешность определения «мертвого» времени установки;  $\xi_2$  — систематическая погрешность определения экстраполяционного значения скорости счета импульсов, обусловленная характером введения поправки на «мертвое» время. Относительная погрешность измерения «мертвого» времени была определена при исследовании установки и составляла 7%. Следовательно, на верхнем пределе измерения, т. е. при измерении скорости счета 200—250 имп/с неисключенный остаток систематической погрешности составит 0,04 — 0,05%. Как указывалось ранее, систематическая погрешность  $\xi_2$  также составляет не более 0,05%. При необходимости ее можно исключить, но это усложнит обработку результатов измерений. Таким образом, на верхнем пределе измерений установки можно достичь высокой точности определения внешнего излучения  $\alpha$ -источников (погрешность измерения 0,3 — 0,4% при доверительной вероятности 0,95). При определении активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках возникают дополнительные погрешности, связанные с поправками на поглощение, самопоглощение и отражение  $\alpha$ -частиц. Они также являются систематическими, поэтому формула для определения суммарной погрешности измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках аналогична (25), с той лишь разницей, что число членов суммы систематических погрешностей или их неисключенных остатков следует увеличить до четырех или пяти. При этом, как и в случае определения систематической погрешности, связанной с «мертвым» временем, следует учитывать коэффициент влияния. Выражение для систематической погрешности, обусловленной поправками на поглощение и самопоглощение  $\xi_3$  имеет вид

$$\xi_3 = \frac{p}{1-p} \delta p, \quad (26)$$

где  $p$  — суммарное значение поправки на поглощение и самопогло-

шение, т. е.  $p = 0,5 \frac{h}{R_0} + \frac{l}{R_0}$ ;  $\delta p$  — погрешность определения поправок на поглощение и самопоглощение. Как было указано выше, спектрометрический способ определения поправки на поглощение и самопоглощение дает возможность измерить их с погрешностью 16—17%. При значении самих поправок для образцового  $\alpha$ -источника 0,02 неучтенный остаток систематической погрешности  $\xi_3$  составит 0,4%.

По аналогии с формулой (26) выражение для систематической погрешности, обусловленной поправкой на отражение  $\alpha$ -частиц от подложки источника,  $\xi_4$  будет иметь вид

$$\xi_4 = \frac{k}{1+k} \delta k, \quad (27)$$

где  $\delta k$  — погрешность определения поправки на отражение  $\alpha$ -частиц от подложки источника.

Ввиду того, что для образцовых  $\alpha$ -источников эффект отражения  $\alpha$ -частиц от подложки из нержавеющей стали не был обнаружен в пределах погрешности измерений 0,6%, можно считать, что коэффициент отражения лежит в интервале 0—0,6%. Предполагая равновероятностный характер распределения этой систематической погрешности, можно принять значение коэффициента отражения  $k = 0,3\%$ , определенное с относительной погрешностью 100%. Тогда неучтенный остаток систематической погрешности, связанный с определением поправки на отражение  $\xi_4$  согласно (27), будет  $\sim 0,3\%$ . Таким образом, суммируя все случайные и систематические погрешности измерения [см. формулу (19)] при оптимальных условиях можно измерять активность нуклидов в образцовых  $\alpha$ -источниках с относительной погрешностью 0,6—0,7% (при доверительной вероятности 0,95). Анализ результатов измерений на установке с импульсной ионизационной камерой показывает, что установка может с успехом использоваться для измерения активности нуклидов в  $\alpha$ -источниках методом  $2\pi\alpha$ -счета. Спектрометрический способ определения поправок на поглощение и самопоглощение дает возможность определить эти поправки с высокой точностью. Суммарное значение этих поправок для образцовых  $\alpha$ -источников составляет 0,012—0,02. Отражение  $\alpha$ -частиц от подложки этих источников не было обнаружено в пределах погрешности измерений ( $\pm 0,6\%$ ). Активность нуклидов в образцовых  $\alpha$ -источниках может быть определена с погрешностью не превышающей  $\pm 1\%$  (при доверительной вероятности 0,95%).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Росси Б., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики. ИИЛ, 1951.
2. Curtis M. Heyd J. W., Olt G. R. «Nucleonics» (1955) v. 13. № 5, 38.

3. Crawford J. A. «The Transuranium Elements» II 1949, 1307. New York.

4. Малкин Л. Э., Петержак К. А., Яковлев В. А. Изучение влияния эффекта отражения  $\alpha$ -частиц при измерении в камере. Труды Радиового института им. В. Г. Хлопина, т. 9, 1959.

5. Walker D. H. «Internat. J. of Appl. Radiat. and Isotopes». 1965, 16, № 3, 183—189.

6. Рабинович С. Г. Методика вычисления погрешности результата измерений. «Метрология», 1970 № 1.

Поступила в редакцию  
29.12. 1971 г.

УДК 539.163.08 : 546.49.02

А. Е. КОЧИН  
ВНИИМ

### ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ В ИСТОЧНИКАХ $^{203}\text{Hg}$

При описании метода  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений обычно подчеркивается, что результаты измерения активности нуклида не зависят от самопоглощения  $\beta$ -частиц в источнике или поглощения в подложке. Однако это справедливо для случая, когда достаточно велика полная эффективность регистрации  $4\pi$ -счетчиком  $\beta$ -частиц,  $\epsilon_{\beta}$ , т. е. отношение числа регистрируемых счетчиком  $\beta$ -частиц к числу  $\beta$ -частиц, испускаемых нуклидом источника. При малых значениях  $\epsilon_{\beta}$  приходится учитывать поправки на чувствительность  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению, на внутреннюю конверсию  $\gamma$ -квантов и ряд других поправок. Внутренняя конверсия  $\gamma$ -квантов учитывается формулой (1), которая применяется для расчета активности нуклида в источнике, а чувствительность  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению и ряд других эффектов определяются при изготовлении из раствора нескольких источников, для которых значения  $\epsilon_{\beta}$  будут различны. При этом, определяя удельную активность нуклида в растворе из измерений каждого источника, полученные значения экстраполируют к  $\epsilon_{\beta} = 1$  [1]. Однако для ряда нуклидов, в том числе для  $^{203}\text{Hg}$ , существуют пределы применимости этого метода. В частности, для  $^{203}\text{Hg}$ , ограничения связаны с очень большим коэффициентом внутренней конверсии и неизвестными значениями эффективности регистрации электронов конверсии для источников с большим самопоглощением или поглощением в подложке.

Обычно для  $^{203}\text{Hg}$  расчет активности нуклида в источнике производят по формуле [2]

$$A = \frac{R}{\left[ 1 + (1 - \epsilon_{\beta}) \frac{\alpha}{1 + \alpha} \cdot \frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\beta}} \right]}, \quad (1)$$

где

$$R = \frac{N'_\beta N'_\gamma [1 - \tau_R (N_\beta + N_\gamma)]}{(N'_c - 2\tau_R N_\beta N_\gamma) (1 - N_c \tau_M)}; \quad (2)$$

$A$  — активность нуклида в источнике;  $\epsilon_e$  — полная эффективность регистрации электронов конверсии;  $\epsilon_\beta$  — полная эффективность регистрации  $\beta$ -частиц;  $\alpha$  — коэффициент внутренней конверсии  $\gamma$ -квантов;  $N_\beta$ ,  $N_\gamma$ ,  $N_c$  — скорости счета импульсов в  $\beta$ -,  $\gamma$ -каналах и в канале совпадений соответственно;  $N'_\beta$ ,  $N'_\gamma$ ,  $N'_c$  — то же с учетом фона;  $\tau_R$ ,  $\tau_M$  — разрешающее время схемы совпадений и «смертвое» время в каналах.

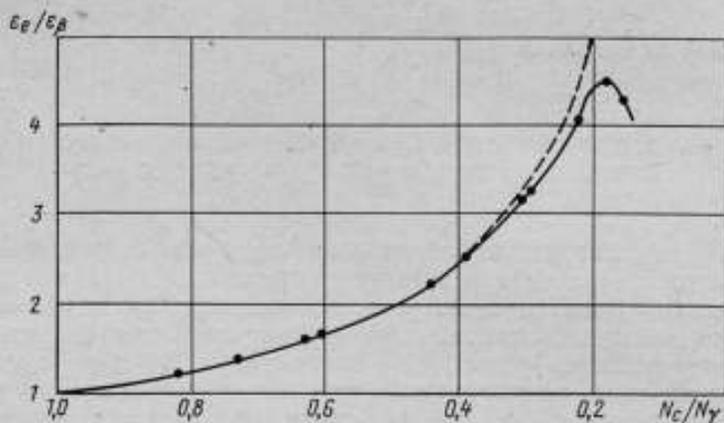


Рис. 1. Зависимость изменения величины  $\epsilon_e/\epsilon_\beta$  от  $N_c/N_\gamma$ .

Стандартный прием метода  $4\pi\beta\gamma$ -совпадений заключается в том, что в формуле (1) неизвестное значение  $\epsilon_\beta$  заменяется отношением  $N'_c/N_\gamma$ , практически равным  $\epsilon_\beta$ , но известным из измерений, а значение полной эффективности регистрации электронов конверсии  $\epsilon_e$  принимается равным единице. Поэтому для практического применения формула (1) принимает вид

$$A = \frac{R}{\left[ 1 + \left( 1 - \frac{N_c}{N_\gamma} \right) \frac{\alpha}{1 + \alpha} \left( \frac{N_\gamma}{N_c} \right) \right]}, \quad (3)$$

где все значения величин, за исключением коэффициента внутренней конверсии, известны из измерений. Водные растворы  $^{203}\text{Hg}$  содержат очень большое количество неактивного носителя, поэтому источники, изготовленные из таких растворов на тонких металлизированных пленках и применяемые для последующего измерения, имеют большое самопоглощение. В связи с этим большое практическое значение имеет определение предела применимости формулы (3), так как оно позволит исключить грубые ошибки в измерении

активности нуклида в источнике и удельной активности  $^{203}\text{Hg}$  в растворе. С этой целью из  $^{203}\text{Hg}$  в водных растворах была изготовлена партия источников с различным самопоглощением, у которых значения  $N_c/N_\gamma$  ( $\epsilon_\beta$ ) находились в пределах 0,16 — 0,83. Источники изготавливались на подложках из тонких металлизированных пленок. Толщина пленок из целлулоида была  $\sim 100$  мг/м<sup>2</sup>, толщина слоя золота с двух сторон составляла —  $150 + 150$  мг/м<sup>2</sup>. При изготовлении источников был использован инсулин. Все источники измерялись методом  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений и для них по формуле (2) определялось значение  $R$ . Точное значение активности нуклида в источниках было получено путем измерений по  $\gamma$ -излучению относительно источников с малым самопоглощением, для которых

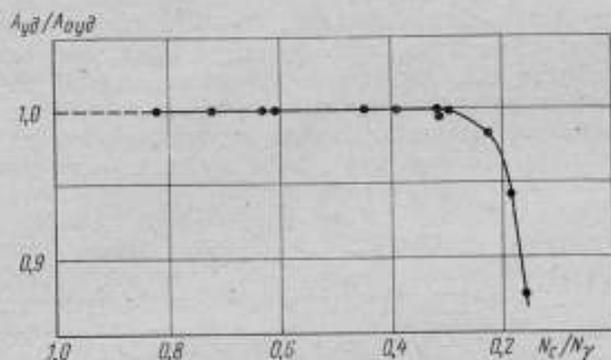


Рис. 2. Зависимость удельной активности в растворе от  $N_c/N_\gamma$

активность рассчитывалась по формуле (3). По результатам измерений определялось значение  $\epsilon_e/\epsilon_\beta$  в зависимости от  $N_c/N_\gamma$

$$\frac{\epsilon_e}{\epsilon_\beta} = \frac{A - R}{\left(1 - \frac{N_c}{N_\gamma}\right) \frac{\alpha}{1 + \alpha}} \quad (4)$$

Полученная зависимость представлена на рис. 1 сплошной линией. Пунктирная кривая выражает зависимость  $N_\gamma/N_c$  от  $N_c/N_\gamma$ , т. е. случай, когда  $\epsilon_e = 1$ . Из сравнения двух кривых видно, что предположение о том, что  $\epsilon_e = 1$ , справедливо для источников с  $N_c/N_\gamma$  в пределах 1 — 0,4. Затем начинается заметное поглощение электронов конверсии, т. е.  $\epsilon_e \neq 1$ , и уже при  $(N_c/N_\gamma) < 0,3$  характер зависимости резко изменяется из-за сильного поглощения электронов конверсии. Попытка определить точные значения  $\epsilon_e/\epsilon_\beta$  для  $(N_c/N_\gamma) < 0,4$  не увенчалась успехом, так как в этой области отношение сильно зависит от параметров источников, что заметно по отклонению результатов. Во всех расчетах значение  $\frac{\alpha}{1 + \alpha}$  принималось равным 0,166.

На рис. 2 экспериментальные данные представлены в виде зависимости рассчитанного значения удельной активности нуклидов в растворе от  $N_c/N_\gamma$ . Как видно из рисунка, для  $N_c/N_\gamma$  в пределах от 1 до 0,4 результаты измерений являются точными и введения дополнительных поправок не требуется. Измерение же источников с большим самопоглощением, когда  $(N_c/N_\gamma) < 0,4$ , нецелесообразно, так как приводит к грубым ошибкам. Экстраполяция полученных значений удельной активности нуклидов в растворе при  $(N_c/N_\gamma) < 0,4$  к значению  $(N_c/N_\gamma) = 1$  невозможна.

Таким образом, на основании экспериментальных данных, установлено, что для источников  $^{203}\text{Hg}$  на тонких металлизированных пленках стандартный прием метода  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений может применяться только в случае, когда полная эффективность регистрации  $\beta$ -частиц находится в пределах 1 — 0,4. При большом самопоглощении в источниках, когда отношение  $N_c/N_\gamma$  при измерениях получается менее 0,4, применение метода совпадений нецелесообразно. Проведенный эксперимент показывает также, что при использовании этого метода необходим тщательный анализ источников погрешности, особенно при низкой эффективности регистрации  $\beta$ -частиц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mosburg E. R. and Murphey W. M. J. Nucl. Energy 14 25, 1961.
2. Sampson P. J. Int. Journ. Appl. Rad. Isotopes. 4. 232, 1959.

Поступила в редакцию  
29.12. 1971 г.

УДК 539.1.074.822.3

А. Е. КОЧИН  
ВНИИМ

#### ВЫБОР ГЕОМЕТРИИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО $4\pi\beta$ -СЧЕТЧИКА

При выборе геометрии пропорционального газоразрядного,  $4\pi\beta$ -счетчика необходимо учитывать два крайне противоречивых условия. С одной стороны, для получения достаточно длинного плато счетной характеристики с малым наклоном геометрия каждой половины  $4\pi\beta$ -счетчика должна быть близкой к цилиндрической, с другой стороны,  $4\pi\beta$ -счетчик должен быть широким и плоским для получения телесного угла  $4\pi$  при 100-процентной эффективности регистрации частиц \* для  $\beta$ -источников с достаточно большой активной поверхностью (1 — 4 см<sup>2</sup>), а также достаточно малым для обеспечения небольшого фона.

\* Эффективность регистрации  $\beta$ -частиц счетчиком обычно известна с погрешностью 0,1 — 0,2%.

На международном симпозиуме по метрологии радионуклидов в Вене в 1959 г. [1] были установлены очевидные преимущества пропорциональных 4л-счетчиков перед счетчиками Гейгера—Мюллера. Тогда же были опубликованы варианты самых различных конструкций 4л-счетчиков [1], которые можно условно разделить на три группы: счетчики, состоящие из двух полусфер с петлеобразными нитями-анодами, счетчики, состоящие из двух полуцилиндров с нитями, расположенными параллельно образующей цилиндра, и счетчики типа «pill—box», т. е. коробчатые, различной формы с нитями, натянутыми вдоль каждой половины счетчика.

Из-за достаточно удовлетворительных характеристик почти всех описанных вариантов 4л-счетчиков [1] и практической независимости результатов измерения от материала корпуса и нити в последующие годы практически не проводились работы по выбору оптимальных конструкций, в то время как исследование и усовершенствование пропорциональных счетчиков для изучения спектров и счетчиков внутреннего наполнения успешно продолжалось [2].

Как показала многолетняя практика, 4л-счетчики, состоящие из двух полусфер с петлеобразными нитями-анодами, имеют недостаточно высокие эксплуатационные качества из-за большой чувствительности к положению и форме петли. Эффективность регистрации  $\beta$ -частиц в них может быть менее 100%. 4л-счетчики, состоящие из двух полуцилиндров, имеют большие боковые области со слабым электрическим полем. Наиболее перспективными оказались 4л-счетчики типа «pill—box» различной формы, поэтому в данной работе эксперименты проводились только с этими счетчиками.

При выборе оптимальной геометрии счетчика основное внимание уделялось получению счетной характеристики с большим плато (при малом его наклоне) при 100-процентной эффективности регистрации  $\beta$ -частиц для источников с большой активной поверхностью без увеличения основных размеров счетчика. С этой целью экспериментально подбирались такая геометрия боковых стенок счетчика и конструкция изоляторов, чтобы коэффициент газового усиления в счетчике был примерно одинаков для всех рабочих областей. Критерием при этом служила счетная характеристика счетчика (длина, наклон плато и эффективность регистрации  $\beta$ -частиц), снятая при различных положениях измеряемого источника относительно центра 4л-счетчика. Только при наличии достаточно большой области со 100-процентной эффективностью регистрации  $\beta$ -частиц 4л-счетчик может использоваться для точных абсолютных измерений.

Исходной конструкцией служил пропорциональный 4л-счетчик [3], одна половина которого изображена на рис. 1, а. Многочисленные международные сличения удельной активности нуклидов в растворах, проведенные во ВНИИМ, с помощью этого счетчика, показали, что отклонения полученных результатов, включая погрешности метода 4л-счета и изготовления источников, не превышают 0,37% для различных нуклидов [4]. Недостатком этого счетчика

является сравнительно малая длина плато счетной характеристики, особенно при давлении метана в счетчике меньше атмосферного (50—60 кПа), создаваемого для лучшего сбора электронов на нить. На рис. 2 приведены счетные характеристики этого счетчика, полученные при давлении метана 55 кПа для источника  $^{60}\text{Co}$  с активной поверхностью  $1 \text{ см}^2$ , изготовленного методом электролиза на алюминиевой подложке. Измерения проводились в телесном угле  $2\pi$  на одной половине счетчика.

На рис. 2, а характеристики сняты при различных положениях источника относительно центрального — на расстоянии 15 и 20 мм

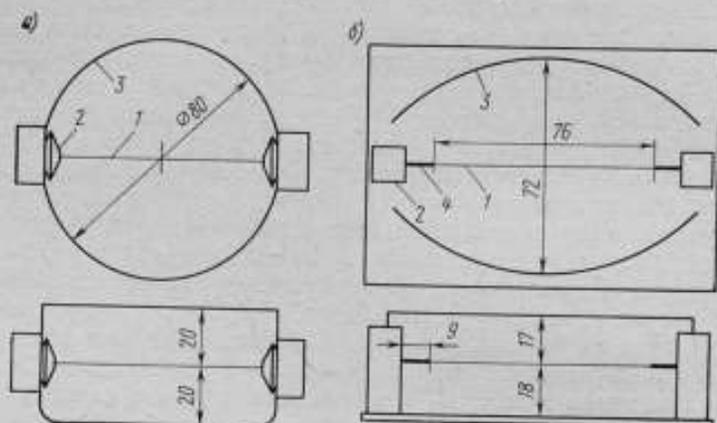


Рис. 1. Конструктивная схема одной половины 4л-счетчика:  
 а — обычного; б — с оптимальной формой электродов  
 1 — нить; 2 — изолятор; 3 — корпус; 4 — утолщение нити

в сторону от нити. На рис. 2, б аналогичные кривые получены при смещении источника от центра в сторону изолятора. Как видно из этих характеристик, счетчик хорошо работает при перемещении источника на 15 мм от центра, что позволяет измерять источники с активной поверхностью  $6 \text{ см}^2$ . Резкие изменения характеристик наступают только при смещении источника на 20 мм от центра (край активной поверхности источника находится в 26 мм от центра). Характер изменения плато при перемещении источников в обоих направлениях различен и указывает на основные недостатки счетчика данного типа. На расстоянии более 15 мм от нити имеется область со слабым электрическим полем, где эффективность счетчика менее 100%, хотя плато сохраняет свой характер и наклон. Иными словами, наличие плато еще не гарантирует 100-процентной эффективности регистрации  $\beta$ -частиц. Такое явление наиболее опасно при абсолютных измерениях и характерно для счетчиков, состоящих из двух полусфер с нитью в виде петли. При перемещении источника на 20 мм в сторону изолятора плато практически уже отсутствует, но эффективность счетчика не изменяется, что свидетельст-

вует о сильном искажении электрического поля в области изолятора, т. е. о различии коэффициентов газового усиления для различных участков нити. Подбор оптимальной геометрии 4л-счетчика проводился путем уменьшения этих двух эффектов. Для сопоставления характеристик счетчиков все последующие измерения проводились в одинаковых условиях и с одним и тем же источником  $^{60}\text{Co}$ . Давление метана в счетчике при этом составляло 55 кПа.

В работе [2] подробно рассмотрено влияние конструкции изоляторов и охранных колец, а также электрических потенциалов на них на электрическое поле в цилиндрическом счетчике внутрен-

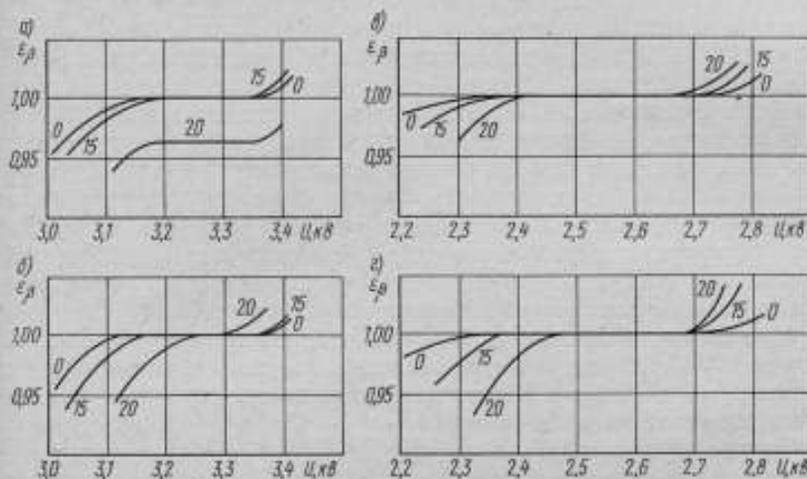


Рис. 2. Счетные характеристики 4л-счетчиков при различных положениях источника относительно центра счетчика: а, б — для счетчика, представленного на рис. 1, а; в, г — для счетчика, представленного на рис. 1, б. Кривые на рис. 2, а и в даны при смещении источника в сторону от нити, кривые на рис. 2, б и г — при смещении источника в сторону изолятора

него наполнения. С помощью охранных колец или утолщения нити у изолятора можно изменять электрическое поле счетчика. В 4л-счетчиках применение охранных колец затруднено из-за малых размеров этих счетчиков, зато утолщение нити у изолятора позволяет исключить из работы весь объем, из которого происходит сбор электронов на утолщенную часть нити, поскольку газовое усиление в области утолщения нити отсутствует. Это позволяет исключить области с наиболее сильными искажениями электрического поля.

В экспериментальных конструкциях 4л-счетчиков для утолщения нити были использованы металлические трубки (иглы) диаметром 1 мм, выступающие из изолятора на 7—10 мм. Применение игл позволило увеличить плато до 400 В при центральном положении источника. Однако утолщение нити приводит к искажению электрического поля счетчика, которое проявляется в изменении счет-

ных характеристик при смещении источника от центра счетчика. Было испытано несколько вариантов счетчиков, причем изменение конструкции шло в основном по пути подбора формы боковых стенок счетчика. Неудовлетворительные характеристики оказались у счетчика прямоугольной формы и счетчика с прямыми боковыми стенками, выходящими за пределы изоляторов; хорошее плато (400 В) наблюдалось только при центральном положении источника и быстро ухудшалось при удалении его от центра. В первом случае даже утолщение нитей у изоляторов не исключало области сильно искаженного поля у изоляторов, а электрическое поле в стороне от нити оказалось ослабленным. Во втором случае утолщение нити (т. е. игл) привело к резкому уменьшению чувствительного объема счетчика [2]. Последующие исследования выявили очень сильную зависимость счетных характеристик от формы боковых стенок в районе изоляторов. Наиболее удачным оказался счетчик с боковыми стенками, близкими по форме к эллипсу и не доходящими до изолятора (см. рис. 1, б). Счетные характеристики его, приведенные на рис. 2, в и г, показывают, что такая конструкция позволяет добиться постоянства коэффициента газового усиления почти для всего объема счетчика и исключить области со слабым электрическим полем. В этой конструкции удалось более чем в 2 раза увеличить плато при всех положениях источника в пределах  $\pm 20$  мм от центра. Для всей этой области эффективность счетчика оставалась равной 100%. Уменьшение ее наблюдалось только при смещении источника более чем на 25 мм от центра, когда часть его практически доходила до края счетчика.

Сравнение характеристик обоих счетчиков показывает очевидные преимущества последней конструкции. При центральном положении источника наклон плато составил менее 0,1% на 100 В, в конце плато наклон не был обнаружен. Плато составляет не менее 400 В при давлении метана 55 кПа (при атмосферном давлении плато 500—600 В). Эффективность регистрации  $\beta$ -частиц  $^{60}\text{Co}$  (внешнего  $\beta$ -излучения), определенная с помощью эталонной установки ВНИИМ типа УЭА-1, равна 100% при погрешности не более 0,1% для источников с активной поверхностью диаметром до 40 мм. Фон счетчика — около 2 имп/с. Счетчик изготовлен из латуни, внутренняя поверхность полированная. В нем использованы нити из константана диаметром 30 мкм, охраняющие трубки диаметром 1 мм (иглы от шприца типа «Рекорд») и изоляторы из фторопласта.

Указанные на рис. 1, б размеры электродов счетчика могут быть пропорционально уменьшены в зависимости от активной поверхности источников. Полученная оптимальная геометрия электродов может быть использована в 4л-счетчиках с фиксированным давлением газа, поскольку в таких счетчиках электроды не являются корпусом счетчика. В проточных 4л-счетчиках изготовление боковых стенок эллиптической формы затруднено, но форма электродов может быть приближена к оптимальной за счет дополнительных вставок. Например, в счетчике Кемпиона [5] форма боковых элек-

тродов близка к форме электродов, приведенных на рис. 1, б. В этом счетчике для исключения областей с пониженной напряженностью электрического поля применены люцитовые вставки. Параметры счетчика, к сожалению, в работе [5] не приведены.

Эксперименты по выбору оптимальной геометрии счетчиков типа «pill—box» показывают, что форма боковых электродов оказывает существенное влияние на характеристики 4л-счетчика, особенно при измерении источников с достаточно большой активной поверхностью. Незначительные изменения формы боковых электродов могут существенно улучшить характеристики счетчика. Во всех случаях целесообразно применять утолщение нити около изоляторов с целью исключения областей с наиболее неоднородным электрическим полем. Наличие плато счетной характеристики, 4л-счетчика еще не является гарантией 100-процентной эффективности регистрации частиц, поэтому во всех случаях целесообразно определять характеристики счетчика при смещении источника от центрального положения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Метрология ионизирующих излучений. Под ред. Аглинцева К. К. и Дорофеева Г. А. М. Госатомиздат, 1962.
2. Sprengel A. and Denecke B. *Sut. Journ. Appl. Rad. Isotopes*, 15, 195 (1964).
3. Константинов А. А., Кочин А. Е. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности  $\beta$ -излучателей. Труды институтов Комитета, вып. 69 (129), Стандартгиз, 1962.
4. Константинов А. А., Кочин А. Е., Сазонова Т. Е. Определение во ВНИИМ удельной активности растворов с помощью 4л-счетчика при международных сличениях. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149) Изд-во стандартов, 1967.
5. Кемптон П. Методы эталонирования, применяемые в Канаде. В сб. «Метрология ионизирующих излучений», Госатомиздат, 1962.

Поступила в редакцию  
29.12. 1971 г.

## II. ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 539.122.162.6 : (536.62 + 535.14.08)

Г. В. АБРАМОВ, А. Г. БАНИН, Н. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ, Ю. В. ЛЫСАНОВ,  
В. В. СКОТНИКОВ, В. Н. ТУЧИН, М. Ф. ЮДИН  
ВНИИМ

### ИСХОДНЫЕ СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОТОКА ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Фотонное излучение, возникающее в процессе торможения электронов в мишенях ускорителей, широко применяется не только в научных исследованиях, но и в народном хозяйстве и медицине. Для обеспечения единообразия и достоверности измерений наиболее важных характеристик пучков фотонов [1] во ВНИИМ разработан комплекс измерительных средств, состоящий из калориметра, квантометров, ионизационных камер различных типов, который воспроизводит и передает размер единицы интенсивности Вт/м<sup>2</sup> и единицы потока энергии Вт фотонного излучения в области энергий фотонов 5—50 МэВ.

Интенсивность  $I$  и поток энергии  $\Phi$  является интегральными по спектру фотонов  $\varphi(E_\gamma, E_0)$  характеристиками пучка и зависят от граничной энергии фотонов  $E_0$  в спектре.

В общем случае интенсивность  $I(E_0)$ , или плотность потока энергии стационарного и однородного пучка, определяется как количество энергии, переносимой фотонами в единицу времени через единицу площади сечения пучка

$$I(E_0) = \frac{\Delta W(E_0)}{\Delta t \Delta S}, \quad (1)$$

где  $\Delta W(E_0)$  — энергия, переносимая фотонами, Дж;  $\Delta t$  — интервал времени, с;  $\Delta S$  — элемент площади, м<sup>2</sup>.

Поток энергии  $\Phi(E_0)$  определяется как физическая величина, соответствующая энергии фотонного излучения  $\Delta W(E_0)$ , проходящей через некоторую поверхность за время  $\Delta t$

$$\Phi(E_0) = \frac{\Delta W(E_0)}{\Delta t}. \quad (2)$$

Таким образом, размер единиц измерений указанных величин в широком диапазоне энергий фотонов и при произвольных спектрах фотонов может точно воспроизводиться только такими методами измерений, чувствительность которых не зависит от энергий фотонов  $E_\gamma$ .

Действительно, так как

$$\Phi(E_0) = \int_0^{E_0} \varphi(E_\gamma, E_0) E_\gamma dE_\gamma, \quad (3)$$

то измеряемая прибором величина  $Y(E_0)$  составит

$$Y(E_0) = k \int_0^{E_0} S(E_\gamma) \varphi(E_\gamma, E_0) E_\gamma dE_\gamma, \quad (4)$$

где  $S(E_\gamma)$  — чувствительность;  $k$  — коэффициент пропорциональности.

Из (4) ясно, что только при  $S(E_\gamma) = \text{const} = c'$  показания прибора пропорциональны, например, интегральной интенсивности независимо от вида спектра

$$Y(E_0) = c \int_0^{E_0} \varphi(E_\gamma, E_0) E_\gamma dE_\gamma = c\Phi(E_0), \quad (5)$$

где  $c = kc'$ .

Во всех других случаях вариации в размере воспроизводимой единицы измерения можно оценить по формуле

$$\delta Y(E_0) = \int_0^{E_0} [\varphi(E_\gamma, E_0) \delta S(E_\gamma) + S(E_\gamma) \delta \varphi(E_\gamma, E_0)] E_\gamma dE_\gamma. \quad (6)$$

В связи с этим измерения потока энергии производились методом калориметра и методом квантометра. Чувствительность квантометра в диапазоне энергий фотонов 5—50 МэВ изменяется плавно, отклоняясь от среднего значения на более чем на  $\pm 2\%$ ; аналогичная характеристика калориметра в том же диапазоне энергии составляет  $\pm 0,5\%$ . Предполагаем, что вариация спектра фотонов  $\delta \varphi(E_\gamma, E_0)$  вычисляется относительно спектра в форме Шиффа [2]. Аналогичными будут условия и для воспроизведения размера единицы интенсивности фотонного излучения  $I(E_0)$ . Источником тормозного излучения служит бетатрон типа Б-50/50 с предельной энергией ускоренных электронов 50 МэВ. Среднее значение интенсивности в пучке излучения при  $E_0 = 50$  МэВ составляет  $10 \text{ Вт/м}^2$  на расстоянии 1 м от мишени при длительности импульсов 3 мкс, следующих с частотой 50 имп/с [3]. Граничная энергия спектра фотонов поддерживается постоянной в пределах  $\pm 0,3\%$ , в то время как колебания интенсивности не превышают  $\pm 5\%$ . Стабильность граничной энергии спектра фотонов определена путем измерения зависимости сечений реакций ( $\gamma, n$ ) от энергии фотонов. По известным значениям пороговых энергий реакций на  $^{63}\text{Cu}$  ( $E_{\text{порог}} = 10,8$  МэВ),  $^{16}\text{O}$  ( $E_{\text{порог}} = 15,7$  МэВ) и  $^{12}\text{C}$  ( $E_{\text{порог}} = 18,7$  МэВ)

была выполнена калибровка энергетической шкалы бетатрона с погрешностью  $\pm 0,3\%$  [4].

Схема опытов при работе с пучком тормозного излучения показана на рисунке. Тормозное излучение, образующееся в мишени ускорителя, фильтруется стенкой вакуумной камеры бетатрона [9], эквивалентной  $2,3 \text{ г/см}^2$  алюминия, и стенками камеры-свидетеля толщиной  $1,9 \text{ г/см}^2$  из алюминия. Форма и размеры пучка определяются диафрагмирующим устройством [7]. На выходе коллиматора установлен постоянный магнит, отклоняющий заряженные частицы.

Для исключения систематических погрешностей и увеличения надежности воспроизведения размера единицы потока энергии тормозного излучения в качестве исходного средства измерения

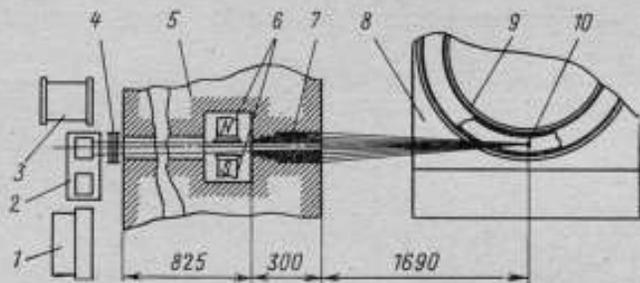


Схема расположения аппаратуры при работе с пучком тормозного излучения (размеры указаны в мм)

1 — коинцидентная камера Р2-ВНИИМ; 2 — калориметр; 3 — квантометр; 4 — камера-свидетель; 5 — защитная стена; 6 — постоянный магнит; 7 — сменная диафрагма; 8 — магнит бетатрона; 9 — вакуумная камера бетатрона; 10 — мишень бетатрона

применяется комплекс измерительных средств, в котором представлены два абсолютных метода измерений: калориметрический и переходных кривых.

Калориметрические измерения потока энергии производятся дифференциальным изотермическим калориметром со свинцовыми поглотителями диаметром 90 и длиной 75 мм [5]. Для измерения температуры поглотителей используются терморезисторы ММТ-1 с номинальным значением сопротивления  $\sim 1 \text{ кОм}$ . Терморезисторы включены в плечи моста, баланс которого регистрируется микровольтамперметром Ф-116/1 с записью сигнала разбаланса на электронном потенциометре ЭПП-09.

Погрешность измерения потока энергии тормозного излучения складывается из погрешности калибровки калориметра, равной  $\pm 0,5\%$ , и неисключенных остатков систематических погрешностей при введении поправок [6] и на неполное поглощение пучка в теле поглотителя ( $\pm 0,6\%$ ), на фотоядерные реакции ( $\pm 0,1\%$ ), на поглощение в материале входного окна калориметра ( $\pm 0,2\%$ ).

Погрешность, обусловленная неисключенными остатками си-

стематических погрешностей составляет  $\pm 0,6\%$ ; предельная погрешность измерений для доверительного интервала 0,99 равна  $\pm 2\%$ .

Чувствительность калориметрической установки  $\sim 5 \times 10^{-2}$  Ом/Дж. Электроизмерительное устройство позволяет регистрировать изменение сопротивления терморезистора на 0,001 Ома, что соответствует нижнему пределу интенсивности пучка тормозного излучения  $\sim 0,1$  Вт/м<sup>2</sup> на поверхности поглотителя.

Измерение потока энергии фотонного излучения методом переходных кривых осуществляется квантометрами УК-50/1 и УК-60/2 [7]. Квантометр УК-50/1 представляет собой многопластинчатую камеру с 12 электродами-поглотителями из чистой меди марки М1 (содержание примесей меньше 0,5%). Толщина одного электрода  $1,000 \pm 0,002$  см, ширина четных зазоров между электродами  $0,1 \pm 0,002$  см, нечетные зазоры в два раза шире. Диаметр электродов — 19,7 см. Автоматическое интегрирование переходной кривой (п. к.) достигается сборанием ионизационного заряда из всех зазоров, при этом толщина электрода  $x_0$ , ширина щели  $a_k$  и порядок их чередования выбираются в соответствии с формулой приближенного интегрирования по методу парабол

$$P_{п. к} = \frac{x_0}{3} [i_0 + 4(i_1 + i_3) + \dots + i_{n-1}] + 2(i_2 + i_4 + \dots + i_{n+2}) + i_n, \quad (7)$$

где  $i_k$  ( $k = 1, 2, \dots$ ) — ток ионизации на глубине  $x_k$ , т. е. в  $k$ -м зазоре.

Погрешность измерения потока энергии с помощью квантометра складывается из неисключенных остатков систематических погрешностей: 1) измерения площади под п. к. методом парабол, равной 1%; 2) определения ширины зазора между электродами, равной  $\pm 0,5\%$ ; 3) максимальной погрешности отношения тормозных способностей материала-поглотителя и воздуха, равной  $\pm 2\%$ ; 4) учета неполного поглощения (утечки из поглотителя и фотоядерные реакции), равной  $\pm 0,6\%$ . Измерение заряда характеризуется средней квадратической погрешностью 0,5%. Таким образом, предельная погрешность измерения потока энергии указанным методом составляет  $\pm 3\%$ .

Были проведены сравнительные измерения потока энергии тормозного излучения бетатрона, выполненных калориметром КЛБ-50/1, квантометром УК-50/1 и, косвенно, с помощью образцовой камеры Р2-ВНИИМ с калориметром НБС (США). Образцовая камера Р2-ВНИИМ является копией камеры Р2-4, которая прокалибрована по калориметру НБС в зависимости от граничной энергии тормозного спектра [6]. Сравнения проводились методом замещения, т. е. последовательно измерялся поток энергии калориметром, квантометром и камерой Р2-ВНИИМ.

Так как интенсивность излучения колеблется в значительных пределах, то для измерений использовался контроль по полной

энергии, излучаемой бетатроном за время данного опыта. Полная энергия пропорциональна заряду, собранному в полости тонкостенной ионизационной камеры-свидетеля. Таким образом, все приводимые результаты относятся к средним по времени величинам. Цикл калориметрических измерений заключался в определении потока тормозного излучения  $W_{\text{кэл}}(E_0)$  в Джоулях и определении заряда, собранного камерой-свидетелем за это же время.

В табл. 1 приведены результаты измерений, выполненных при следующих условиях: максимальная энергия в спектре тормозного излучения — 40 МэВ; диаметр пучка на поверхности поглотителя калориметра, передней стенки квантометра и камеры Р2 — 4,2 см; тормозное излучение фильтровалось стенкой вакуумной камеры и камеры-свидетеля, толщина алюминиевого фильтра — 4,2 г/см<sup>2</sup>.

Таблица 1

Номер камеры-свидетеля	$k_{\text{св}} = W(E_0)/q_{\text{св}} \cdot \text{Дж/Кл}$		
	Калориметр	Квантометр	Камера Р2-ВНИИМ
1	$(2,00 \pm 0,08) \cdot 10^6$	$(1,95 \pm 0,5) \cdot 10^6$	—
2	$(1,72 \pm 0,08) \cdot 10^6$		$(1,74 \pm 0,04) \cdot 10^6$

Сравнение методов измерений было выполнено путем калибровки двух камер-свидетелей (в табл. 1  $k_{\text{св}}$  — постоянная калибровки камеры-свидетеля).

Как видно из табл. 1, значения постоянных калибровки камер-свидетелей, полученные различными методами измерений потока энергии фотонов, совпадают в пределах 2,5%.

Воспроизведение размера единицы измерения плотности потока энергии (интенсивности) фотонного излучения в области граничных энергий спектра фотонов 5—50 МэВ при интенсивности от  $10^{-3}$  до  $100 \text{ Вт/м}^2$  осуществляется комплексом толстостенных [8] и многощелевых [9] ионизационных камер из графита и алюминия.

Кроме того, метод многощелевых камер используется для определения эффективной энергии спектра фотонов  $E_{\text{эфф}}$ , которая принимается равной энергии фотона, образующего в поглотителе такое же распределение ионизации, как и действующий спектр  $\varphi(E_\gamma, E_0)$ . По величине эффективной энергии определяется соответствующее значение чувствительности для толстостенных камер. Диапазон измеряемых значений  $E_{\text{эфф}}$  составляет 8—50 МэВ, погрешность измерения —  $\pm 5\%$ .

Толстостенные и многощелевые камеры представляют собой цилиндры, изготовленные из чистых материалов с расположенными на определенных глубинах полостями. Полость камеры образована кольцом поглотителя с натянутым в средней плоскости электродом из алюминия и двумя дисками, установленными по обе стороны кольца. Диаметр дисков равен 140 мм. Диаметр собирающего элект-

трода лишь на 8 мм меньше диаметра полости, следовательно, ионы равномерно собираются из всего объема полости.

Измерение интенсивности многощелевыми камерами основано на методе переходных кривых. Интеграл потерь энергии электронов по всему блоку поглотителя вычисляется на основании соотношения

$$I(E_0) = (e^{-\tau x} - e^{-Ax}) \sum_n a_n \omega_n(x),$$

где  $\omega_n(x)$  — ортонормированные полиномы с весом  $(e^{-\tau x} - e^{-Ax})$ ;  $\tau$  — асимптотический коэффициент поглощения фотонов;  $A$  — параметр, определяемый по положению максимума переходной кривой. Это выражение аналитически представляет собой распределение ионизации. Параметры, входящие в эту формулу [8], определяются путем измерения ионизации на трех-четыре различных глубинах поглотителя. Значение эффективной энергии определяется по положению максимума переходной кривой.

Метод толстостенных камер подробно описан в литературе [10, 11]; чувствительность толстостенной камеры вычисляется методом последовательных столкновений. Погрешность измерений интенсивности по методу многощелевых камер складывается из погрешности интегрирования переходной кривой  $\delta_{\text{пред}} = \pm 2\%$ ; погрешностей, с которыми известны значения отношения тормозных способностей воздуха к тормозным способностям углерода и алюминия  $\delta_{\text{пред}} \pm 1,5$  и  $2\%$  соответственно. Кроме того, на точность измерения влияют погрешности определения объема полости и плотности материала поглотителя. Указанные причины вызывают неисключенные остатки систематических погрешностей. В силу того, что значение их композиции относительно велико, влиянием случайной погрешности измерения заряда можно пренебречь.

Итак, предельная погрешность измерения интенсивности  $\delta_{\text{пред}} I(E_0)$  составляет  $\pm 5\%$  (при доверительной вероятности 0,9977).

В табл. 2 приведены результаты измерений интенсивности, проведенных в одинаковых условиях методом замещения при использовании толстостенных камер из графита и алюминия.

Таблица 2

$E_0$ , МэВ	Камеры из алюминия		Камеры из графита		$\frac{I_{Al} E_0}{I_C E_0}$
	$I_{Al}(E_0)$ , Дж/(см <sup>2</sup> ·Кл)	$\delta I_{Al}(E_0)$ , %	$I_C(E_0)$ , Дж/(см <sup>2</sup> ·Кл)	$\delta I_C(E_0)$ , %	
24,8	2,04	0,2	1,97	1,0	1,04
30,2	2,17	0,6	2,09	1,3	1,04
34,9	2,36	1,2	2,27	1,2	1,04
38,8	2,45	0,2	2,44	2,0	1,00
41,8	2,55	0,2	2,55	2,4	1,00
43,9	2,63	1,2	2,60	2,5	1,01

Как показывают исследования и взаимные сличения, размеры единиц потока энергии и интенсивности фотонного излучения воспроизводятся с высокой степенью достоверности и относительно малыми погрешностями. Все это послужило основанием к аттестации комплекса измерительных средств, состоящего из калориметра КЛБ-50/2 и квантометров УК-50/1 и УК-50/2, а также комплекса, состоящего из многощелевых и толстостенных камер из графита и алюминия, в качестве исходных средств измерений потока энергии и интенсивности фотонного излучения. Комплекс измерительных средств в 1971 г. был аттестован как исходные средства измерений единиц Вт/м<sup>2</sup> и Вт для фотонных потоков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Radiation Quantities and Units, ICRU Report 11, 1968.
2. Schiff L., Phys. Rev. 10, 87, 1946; Phys. Rev., 83, 252, 1951.
3. Виллевалде Н. Д., Юдин М. Ф. Устройство для контроля и стабилизации граничной энергии спектра тормозного излучения бетатрона ВНИИМ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), Изд-во стандартов, 1970.
4. Виллевалде Н. Д. Бетатронная установка ВНИИМ на 50 МэВ. «ПТЭ», 1965, № 1.
5. Лысанов Ю. В., Юдин М. Ф. Калориметрическая установка для измерения потока энергии тормозного излучения. Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), Изд-во стандартов, 1970.
6. Pruitt J. S., Domen S. S. Physics and Chemistry, 66 A, № 5, 371, 1962.
7. Абрамов Г. В., Юдин М. Ф. Вопросы создания и конструирования приборов типа «Квантометр» для абсолютных измерений тормозного излучения в диапазоне 1—50 МэВ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149), Изд-во стандартов, 1967.
8. Каминский А. К., Лонский Э. С. Чувствительность толстостенных ионизационных камер к тормозному излучению из ускорителя с  $W_{max} < 100$  МэВ. «Вестник Московского университета», вып. 2, 1964.
9. Скотников В. В., Юдин М. Ф. Ионизационный метод оценки средней энергии спектра тормозного излучения. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149), Изд-во стандартов, 1967.
10. Lax M. Phys. Rev. 72, 61, 1947.
11. Каминский А. К., Лонский Э. С. Толстостенная ионизационная камера как монитор для  $\gamma$ -излучения с энергией  $0 < W < 100$  МэВ.

Поступила в редакцию  
27.12.1971 г.

УДК 539.121.72 : 621.386.82.088

Г. П. ОСТРОМУХОВА, М. П. КОЧИНА, М. Ф. ЮДИН  
ВНИИМ

### ВЛИЯНИЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОЧНОСТЬ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВОБОДНО-ВОЗДУШНЫМИ КАМЕРАМИ

Единица экспозиционной дозы рентгеновского излучения Кл/кг (Рентген) воспроизводится с помощью эталонных камер свободно-воздушного типа. Согласно определению единицы, измерение экс-

позиционной дозы в рентгенах требует знания ионизации, обусловленной взаимодействием измеряемого фотонного излучения с массой воздуха, заключенного в измерительном объеме. Однако, кроме измеряемого первичного излучения, которое проникает в эталонную камеру через диафрагму с калиброванным отверстием, в воздушном объеме камеры возникает рассеянное излучение, вызванное комптоновским взаимодействием первичного излучения с воздушной средой. Размеры пучка первичного излучения ограничены диаметром отверстия входной диафрагмы, однако рассеянное излучение распространяется во всем объеме камеры в различных направлениях (рис. 1). Поглощение рассеянного излучения в ионизацион-

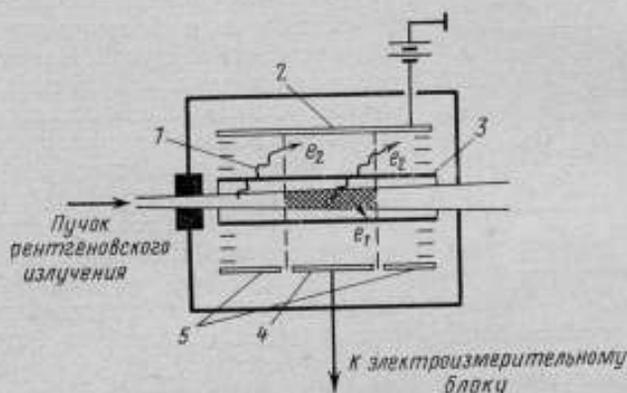


Рис. 1. Продольное сечение свободно-воздушной камеры плоско-параллельного типа  
 1 — рассеянное излучение; 2 — потенциальный электрод; 3 — трубка из пластмассы; 4 — измерительный электрод; 5 — защитные электроды

ной камере приводит к образованию электронов, которые, попадая в измерительную область, создают добавочную ионизацию.

Таким образом, измеряемый ионизационный ток  $I$  складывается из ионизационного тока, обусловленного первичным излучением,  $i$  и ионизационного тока, обусловленного рассеянным излучением,  $i_{\text{расс}}$ .

$$I = i + i_{\text{расс}}$$

При этом, чем больше размеры камеры, тем больше вероятность поглощения рассеянного излучения и тем больше составляющая, обусловленная рассеянным излучением  $i_{\text{расс}}$ .

Для идентификации условий воспроизведения единицы экспозиционной дозы ионизация, создаваемая за счет рассеянного излучения, должна быть исключена из измерений ионизационного тока свободно-воздушной камерой.

Для оценки поправочного коэффициента, учитывающего влияние рассеянного излучения, были предложены экспериментальные методы [1, 2], где  $k$  определялось как

$$k = \frac{i}{i + i_{\text{расс}}} \quad (1)$$

Для этого в ионизационную камеру коаксиально пучку фотонного излучения помещалась трубка из воздушно-эквивалентной пластмассы. Толщина ее стенки была достаточной для того, чтобы электроны  $e$ , возникающие при поглощении измеряемого излучения, не проникали за пределы внутреннего объема трубки. Диаметр

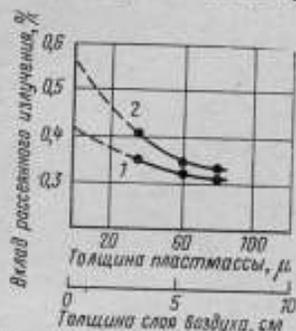


Рис. 2. Определение вклада рассеянного излучения при напряжении генерирования 40 кВ и слое половинного ослабления в алюминии, равном 1—1,3 и 2—0,55 мм

трубки выбирался таким образом, чтобы пучок излучения проходил внутри трубки, не касаясь ее стенок. Для того чтобы трубка не вызвала искажения электрического поля, вдоль ее поверхности были нанесены полосы из каллоидного графита, которые находились под потенциалом, соответствующим среднему значению потенциала электрического поля в месте нахождения данной полосы.

Для определения вклада рассеянного излучения проводилось измерение ионизационных токов с трубкой внутри камеры и без нее при одном и том же режиме рентгеновского излучения. В. Ритц [1] исследовал влияние рассеянных фотонов при измерении рентгеновского излучения с напряжением генерирования 20—100 кВ для камер с наружным диаметром до 12 см.

А. Аллизи и А. М. Ру [2] описанным выше экспериментальным методом определяли поправочный коэффициент  $k$  для излучения с напряжением генерирования 5—40 кВ.

Для того чтобы учесть ослабление рассеянного излучения в объеме воздуха, заключенного внутри трубки и в ее стенках, было изготовлено несколько трубок с различной толщиной стенки. Ионизация измерялась при разной толщине стенки трубки, что эквивалентно изменению слоя воздуха внутри нее.

Путем экстраполяции к нулевой толщине трубки или к нулевому диаметру определялся ионизационный ток, обусловленный поглощением рассеянного излучения во всем объеме камеры.

На рис. 2 дан пример определения вклада рассеянного излучения для камеры с наружным диаметром 11 см национального эталона Франции [2]. На оси абсцисс отложена толщина трубки из воздушно-эквивалентного материала в микрометрах и эквивалентная толщина слоя воздуха в сантиметрах, на оси ординат — величина

$$\frac{i_{\text{расс}}}{i_{\text{расс}} + i} 100\%$$

Для оценки влияния рассеянного излучения в эталонной камере государственного первичного эталона единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения с напряжением генерирования 60—250 кВ авторами предложен расчетный метод.

Воспроизведение единицы экспозиционной дозы  $D$  рентгеновского излучения в кулонах на килограмм, согласно определению единицы, сводится к измерению отношения электрического заряда  $Q$  всех ионов одного знака, созданных электронами при поглощении фотонного излучения, в массе воздуха  $m$ , заключенной в измерительном объеме, к данной массе воздуха, т. е.

$$D = k \frac{it}{m},$$

где  $i$  — ионизационный ток насыщения;  $t$  — время измерения.

При наличии в ионизационной камере электронного равновесия и равномерного электрического поля ток насыщения  $i$  пропорционален энергии первичного излучения, поглощенной в измерительном объеме камеры

$$i \sim I_0(\tau + \sigma_{\beta}) l_{\text{эфф}}, \quad (2)$$

где  $I_0$  — интенсивность измеряемого излучения в центре камеры;  $l_{\text{эфф}}$  — эффективная длина измерительного электрода;  $(\tau + \sigma_{\beta})$  — линейные коэффициенты поглощения излучения в воздухе.

Энергия рассеянных фотонов будет пропорциональна

$$E = I_0 \sigma_s l_{\text{эфф}},$$

где  $\sigma_s$  — линейный коэффициент рассеяния.

Если предположить, что для рассеянного излучения также существует электронное равновесие, то ионизационный ток  $i_{\text{расс}}$  будет определяться поглощением рассеянного излучения в объеме камеры, ограниченном плоскостями измерительного и потенциального электродов, делителем напряжения и силовыми линиями электрического поля, расположенными по концам измерительного электрода (см. рис. 1), т. е.

$$i_{\text{расс}} \sim I_0 \sigma_s l_{\text{эфф}} (\tau + \sigma_{\beta})_{\text{расс}} L_s, \quad (3)$$

где  $(\tau + \sigma_{\beta})_{\text{расс}}$  — эффективный линейный коэффициент поглощения рассеянного излучения в камере;  $L_s$  — эффективный путь пробега рассеянного излучения в камере.

Учитывая соотношения (1), (2) и (3), получаем окончательно уравнение для поправочного коэффициента рассеянного излучения

$$k = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_s}{\tau + \sigma_{\beta}} (\tau + \sigma_{\beta})_{\text{расс}} L_s}. \quad (4)$$

В полученном уравнении многократно рассеянное излучение во внимание не принимается.

Для определения  $(\tau + \sigma_{\beta})_{\text{расс}}$  и  $L_s$  необходимо знать угловое и энергетическое распределение рассеянного излучения. Энергия рассеянного фотона определяется по соотношению Комптона

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}, \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2};$$

где  $h\nu$  — эффективная энергия первичного излучения;  $\theta$  — угол между направлениями падающего и рассеянного излучений;  $m$  — масса электрона;  $c$  — скорость света.

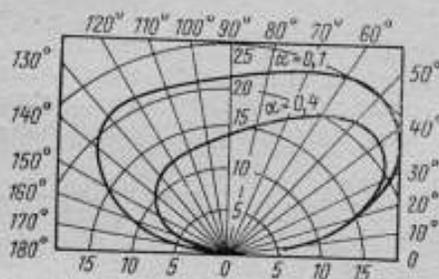


Рис. 3. Пространственное распределение энергии, переносимой рассеянными фотонами

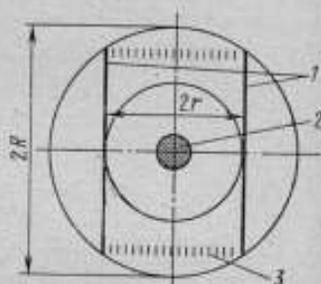


Рис. 4. Поперечное сечение плоскопараллельной камеры  
1 — электроды; 2 — сечение пучка излучения; 3 — делитель напряжения

На рис. 3 представлено пространственное распределение энергии, переносимой фотонами, рассеянными под углом  $\theta$ , к направлению первичного излучения с энергией 204 и 51 кэВ, рассчитанное по формуле Клейна—Нишина [4]. Из рис. 3 выбирается эффективный угол распределения рассеянных фотонов  $\theta$ , а эффективный путь пробега рассеянного излучения  $L_s$  в камере плоскопараллельного типа определяется по формуле

$$L_s = \frac{r + R}{2} \cdot \frac{1}{\sin\theta},$$

где  $2r$  — расстояние между потенциальным и измерительным электродами;  $2R$  — диаметр окружности, проходящей через концы электродов (см. рис. 4).

Для камеры цилиндрического типа

$$L_s = \frac{r}{\sin\theta},$$

где  $2r$  — диаметр корпуса камеры.

Как видно из уравнения (4), значение поправочного коэффициента  $k$  для свободно-воздушной камеры зависит исключительно от размеров камеры и качества измеряемого излучения.

Определен вклад рассеянного излучения для рабочих режимов эталонной камеры цилиндрического типа с диаметром кожуха 320 мм, входящей в эталонную установку УЭДЭ-60-250. Расчет осуществлялся по формуле (4). Значения массовых коэффициентов поглощения и рассеяния приведены на рис. 5, значения  $(\tau + \sigma_{\beta})_{\text{расс}}$  определялись для эффективных энергий рассеянного излучения. Результаты расчета поправочного коэффициента  $k$  и эффективной энергии рассеянного излучения для эталонной камеры приведены в табл. 1.

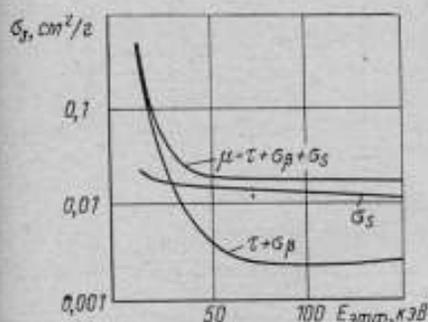


Рис. 5. Зависимость массовых коэффициентов поглощения и рассеяния от энергии первичного излучения

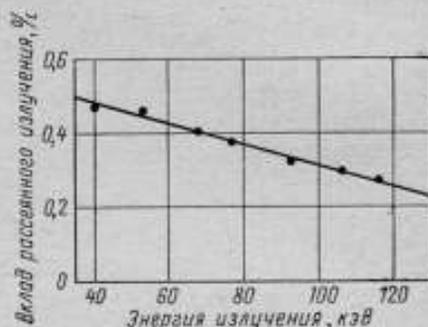


Рис. 6. Вклад рассеянного излучения измерительного эффекта для разного качества излучения

Как видно из табл. 1, величина вклада рассеянных фотонов в области рентгеновского излучения 120—200 кВ для цилиндрической камеры эталонной установки УЭДЭ-60-250 не превышает 0,5%.

Таблица 1

U, кВ	ΔCu, мм	E <sub>эфф.</sub> кэВ		k
		первичное	рассеянное	
120	0,20	40	36	0,9953
120	0,32	53	46	0,9954
150	0,68	68	57	0,9960
170	1,00	77	63	0,9953
200	1,40	93	74	0,9968
200	2,10	116	88	0,9973

На рис. 6 показана зависимость вклада рассеянного излучения в процентах от эффективной энергии первичного излучения. Полученные расчетные данные не представляется возможным сопоставить с экспериментальными данными В. Ритца и А. Аллизи, так как параметры камер и режимы излучений, указанные авторами, отличаются от условий измерений, описываемых в данной статье.

Для того, чтобы сопоставить расчетные данные с экспериментальными, были вычислены коэффициенты  $k$  по приведенной выше формуле (4), для камеры Аллизи с внешним диаметром 110 мм. В табл. 2 представлены результаты этого сопоставления.

Таблица 2

Напряжение, кВ	Фильтр Al, мм	Значения коэффициента К по данным		
		А. Аллизи	В. Ритца	ВНИИМ
40	1,3	0,996	0,996	0,995
40	0,55	0,995	0,993	0,994

Как видно из табл. 2, полученные расчетные данные вполне удовлетворительно совпадают с экспериментальными.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ritz V. H. «Free Air Ionisation Chamber soft X-Ray Region, (20—100 kv). Radiology, 1959, v. 73, n 6.
2. Allisy A., Roux A. M. «Contribution a la mesure des rayons roentgen dans le domaine de 5—50 kv. Acta Radiology, 1961, v. 55.
3. Кононова Р. Ф., Кочина М. П., Остроумова Г. П., Юдин М. Ф. Государственный эталон единицы экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений. «Измерительная техника», 1972, № 2.
4. Davission G. M. and Evans R. D. Gamma-Ray absorption. Rev. modern Phys. 1952, v. 24, n. 2.
5. Report NBS. N 8681, may 1965.

Поступила в редакцию  
29.12. 1971 г.

УДК 539.122.074.22.089.6

В. В. СКОТНИКОВ, М. Ф. ЮДИН, А. М. АНАНИН, И. П. МЫСЕР  
ВНИИМ

#### СЛИЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ТИПА P2 В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ 1,25—45 МэВ

Камеры типа P2 [1], предназначенные для измерения потока энергии в пучках фотонного излучения и широко использующиеся [3, 4] для калибровки камер-свидетелей на электронных ускорителях, обладают высокой чувствительностью ( $\sim 2,4 \cdot 10^{-6}$  Кл/Дж) и обеспечивают измерение потоков энергии от 10 мкВт до 20 мВт.

Как показано в [1], копии камер этого типа могут использоваться для измерения потоков энергии тормозного излучения с погрешностью  $\pm 3-4\%$  без предварительной калибровки по абсолютному методу при условии, что результаты постоянной калиб-

ровки взяты из работы [1]. Из-за отсутствия возможности проверить это утверждение непосредственным сравнением наших копий с камерами P2-1, P2-2, P2-3 и P2-4, находящимися в НБС США, было решено провести сравнение двух экземпляров камер, изготовленных независимо в ВНИТИП (Москва) и ВНИИМ (Ленинград).

Конструктивная схема камеры показана на рис. 1. Передняя стенка камеры и электроды изготовлены из алюминиевого сплава Д16. Состав сплавов, из которых изготовлены эти детали в НБС (США) и во ВНИИМ (СССР), сравнивается в табл. 1. Целью опытов являлось установление соответствия между значениями чувствительности камер при различных энергиях фотонов. При этом конструктивные параметры камер были тщательно измерены и учтены поправки на различие в их конструкции. Калибровка камеры P2-4, как опорного экземпляра серии из четырех камер, была



Рис. 1. Схема ионизационной камеры для измерения потока энергии фотонного излучения

1 — толстые электроды; 2 — тонкие электроды; 3 — дистанционные шайбы; 4 — передняя крышка камеры; 5 — диски передней стенки

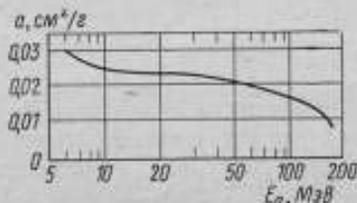


Рис. 2. Зависимость коэффициента  $a$  от граничной энергии спектра фотонов  $E_0$

излучение от тонких мишеней электронных ускорителей, фильтрованное  $4,5 \text{ г/см}^2$  алюминия при диаметре пучка на поверхности камеры  $4,2 \text{ см}$ , поэтому и копии этой камеры могут использоваться для измерений потока фотонов только при выполнении указанных условий. В тех случаях, когда условия эксперимента отличаются от описанных, значение постоянной калибровки умножается на коэффициенты  $K_\phi$  и  $K_d$ , учитывающие изменение чувствительности камеры при изменении спектра фотонов и диаметра пучка на поверхности камеры. Расчетные значения этих коэффициентов приведены в [1]. В ходе экспериментов было важно выяснить, насколько точно можно учесть влияние различия конструктивных параметров камер на постоянную калибровки камер. При небольшом различии поправочный коэффициент в первом приближении определяется соотношением

$$K_x = 1 + a(X_i - X_d) - b(T_i - T_d), \quad (1)$$

где  $X_i$ ,  $X_4$  — толщина материала камеры, в которой образуются электроны, создающие ионизационный заряд, для рассматриваемой камеры и камеры Р2-4 соответственно, г/см<sup>2</sup>;  $T_i$ ,  $T_4$  — величина воздушного зазора рассматриваемой камеры и камеры Р2-4, см.

Таблица 1

Компонент сплава	Процентное содержание	
	для камеры Р2 (ВНИИМ)	для камеры Р2-4 (НБС)
Медь	3,8—4,9	3,8—4,9
Магний	1,2—1,8	1,2—1,8
Марганец	0,3—0,9	0,3—0,9
Кремний	0,5	0—0,5
Железо	0,5	0—0,5
Цинк	0,3	0—0,55
Алюминий	89,6—91,9	90,0—94,7
Хром		0—0,10
Примеси	1,5	0—0,15

Зависимость коэффициента  $a$  от энергии фотонов приведена на рис. 2.

Коэффициент  $b = 0,2 \text{ см}^{-1}$  равен обратной величине номинального воздушного зазора камеры.

Величины  $X_i$  и  $T_i$  определяются следующим образом:

$$X_i = X_i(4) + X_i(5) + X_i(1) + 5,5X_i(2); \quad (2)$$

$$T_i = 6 [\bar{t}_i(3) - \bar{t}_i(2)] \quad (3)$$

(в круглых скобках указаны номера деталей камеры по рис. 1). При вычислении воздушного зазора используются средние высоты дистанционных шайб 3 и средние толщины электродов 2. Толщина отдельных деталей вычисляется по формуле

$$X_i(j) = \rho(j) t_i(j), \quad (4)$$

где  $t_i(j)$  — геометрическая толщина детали;  $\rho_i(j)$  — плотность материала детали.

Измеренные значения  $X_i(j)$  для камер Р2 (ВНИИМ) и Р2 (ВНИТИП) приведены в табл. 2.

Плотности деталей измерены с погрешностью  $\pm 0,001 \text{ г/см}^3$ , геометрические толщины — с погрешностью  $\pm 5 \text{ мкм}$ .

Согласно данным табл. 2 по формуле (2) было вычислено значение  $X_i$  для обеих камер. Для камеры Р2 (ВНИИМ) оно составило  $27,409 \pm 0,007 \text{ г/см}^2$ , а для камеры Р2 (ВНИТИП) —  $27,450 \pm 0,007 \text{ г/см}^2$ .

Толщина каждого электрода определялась как средний результат трех измерений, выполненных в симметричных по углу точках на расстоянии 100 мм от центра электрода.

Таблица 2

Номер детали (на рис. 1)	Камера Р2 (ВНИИМ)				Камера Р2— (СНИИП)		
	$\rho$ (г), г/см <sup>3</sup>	$t$ (г), см	$x$ (г), г/см <sup>3</sup>	$\Delta x$ (г), г/см <sup>3</sup>	$\rho$ (г), г/см <sup>3</sup>	$t$ (г), см	$x$ (г) г/см <sup>3</sup>
1	2,818	1,152	3,246	$1,72 \cdot 10^{-3}$	2,787	1,170	3,262
2	2,775	0,0797	0,222	$0,16 \cdot 10^{-3}$	2,774	0,0761	0,208
3	—	0,9240	—	—	—	0,9196	—
2	2,815	1,139	3,206	$1,73 \cdot 10^{-3}$	2,787	1,171	3,264
5	2,786	7,084	19,736	$3,35 \cdot 10^{-3}$	2,778	7,120	19,780

Были отобраны электроды, наиболее близкие по толщине. Результаты измерений воздушного зазора для обеих камер приведены в табл. 2. Аналогично по формуле (3) были найдены значения  $T$  для обеих камер Р2-ВНИИМ, Р2-СНИИП, составившие соответственно  $5,065 \pm 0,006$  и  $5,067 \pm 0,006$  см.

Общие сведения о девяти камерах типа Р2 приведены в табл. 3.

Таблица 3

Камера	$E_0$ , Мэв	$X$ , г/см <sup>3</sup>	$T$ , см	$K (E_0)$ , Мэв		$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
				расчетная	измеренная	
Р2-1	32	27,30	5,061	0,998	0,996	2,786
Р2-2	32	27,30	5,063	0,997	0,995	2,786
Р2-3	32	27,43	5,069	0,999	0,998	2,790
Р2-4	32	27,41	5,062	1,000	1,000	2,790
Р2-ВНИИМ (СССР)	32	27,409	5,065	0,999	—	2,792
Р2-5 (Франция)	22	27,25	5,073	0,995	0,994	2,787
Р2-9 (Япония)	32	27,38	5,060	0,999	1,000	2,793
Р2-10 (Япония)	32	27,39	5,052	1,000	1,001	2,794
Р2-СНИИП (СССР)	32	27,450	5,067	1,007	1,010*	2,780

\* Относительно Р2-ВНИИМ

Как видно из табл. 3, конструктивные характеристики исследуемых камер близки между собой и мало отличаются от характеристик камер, изготовленных в других странах. Конструктивное различие камер Р2-ВНИИМ и Р2-СНИИП составляет всего 0,8%.

Схема расположения аппаратуры при сличении камер в пучке тормозного излучения приведена на рис. 3.

Камеры были установлены рядом на подвижном столике таким образом, что передние стенки их находились в одной плоскости, перпендикулярной оси пучка. При помощи этого столика осуществлялось дистанционное управление перемещением камер в указанной плоскости. При сличении камеры попеременно помещались в пучок фотонов, при этом диаметр пучка на поверхности составлял  $4,2 \pm 0,1$  см. Этот диаметр был измерен при фотографировании пучка на рентгеновскую пленку. Как показали предварительные эксперименты, при изменении угла между осью пучка и осью камеры в пределах  $5^\circ$  показания камеры остаются постоянными в пределах  $\pm 1\%$ . Так как суммарная погрешность установки камер и изменения положения плоскости поверхности камер при перемещениях не превышает

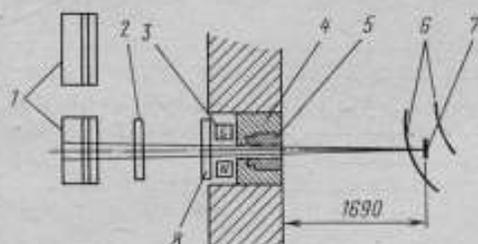


Рис. 3. Схема расположения аппаратуры при сличении камер

1 — камеры Р2-ВНИИМ; Р2-СНИИП; 2 — калибруемая камера-свидетель; 3 — магнит; 4 — свинцовая защита; 5 — коллиматор; 6 — стенка вакуумной камеры бетатрона; 7 — мишень бетатрона; 8 — камера-свидетель

0,5%, то влиянием указанных источников погрешности можно пренебречь.

Величина заряда, собранного в камере при заданной граничной энергии спектра фотонов  $E_0$  рассчитывалась на единицу заряда камеры-свидетеля для каждого из опытов. При этом вначале облучалась камера Р2-ВНИИМ, затем Р2-СНИИП, а затем снова Р2-ВНИИМ. Сопоставляя результаты второго измерения с усред-

ненным значением первого и третьего, получали отношение постоянных калибровки камер. Результаты этих опытов, выполненных при различных граничных энергиях спектра фотонов, представлены в табл. 4.

Таблица 4

$E_0$ , Мэв	$\frac{K_{P2-СНИИП}}{K_{P2-ВНИИМ}}$	Погрешность сличения, %	Расчетное значение отношения калибровки
1,25	1,024	0,5	—
24,9	1,015	0,8	1,0083
30,2	1,004	0,8	1,0083
34,9	1,012	0,8	1,0082
38,8	1,018	0,8	1,0082
41,8	1,016	0,8	1,0081
43,9	1,022	0,8	1,0080
45,3	1,020	0,8	1,0080

Сличение камер производилось также при низких энергиях фотонов.

При облучении камер фотонами с энергией 1,25 МэВ (источник  $^{60}\text{Co}$ ) было найдено, что постоянная калибровка камеры Р2-СНИИП на 2,4% больше постоянной калибровки камеры Р2-ВНИИМ. Хотя значение коэффициента  $a$  для этих энергий неизвестно, но, принимая во внимание, что он имеет тенденцию к возрастанию при уменьшении энергии фотонов и что отличие  $K_{\text{Р2-ВНИИМ}}$  от  $K_{\text{Р2-СНИИП}}$  при энергии 32 МэВ составляет 1%, можно считать, что постоянные калибровки согласуются между собой.

Погрешность сличения, обусловленная случайной погрешностью измерения заряда и точностью установки камер, не превышает 0,8%.

Итак, как показали проведенные измерения и непосредственная калибровка камер по калориметру, различия камер могут быть учтены введением соответствующих поправок, а заданное значение постоянной калибровки может быть приписано данному экземпляру камеры, причем погрешность измерения потока энергии не превышает  $\pm 3\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pruitt I. S., Dohen S. R. Monograph 48, N BS, 1962.
2. Виллевалде Н. Д., Лысанов Ю. В., Скотников В. В., Хлебников К. К., Юдин М. Ф. Бета-тронная установка ВНИИМ на 50 МэВ. «Приборы и техника эксперимента», 1965, № 1.
3. Комар А. П., Круглов С. П., Лопатин И. П. Сопоставление абсолютных измерений энергии в пучке тормозного излучения, приведенных в лабораториях различных стран. «ЖЭТФ», т. 45, 1963.
4. Chotaеjs R. Acta Radiologica, v. 4, N 6, 459, 1966.

Поступила в редакцию  
27.12. 1971 г.

УДК 539.166.074 : 3.546—432

В. И. ТУЧИН, Т. В. ГОМАЮРОВА  
ВНИИМ

#### К ВОПРОСУ АТТЕСТАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ИЗ $^{226}\text{Ra}$ МАЛОЙ АКТИВНОСТИ ПО МОЩНОСТИ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ

Для градуировки и настройки ряда приборов, используемых в геологоразведке, применяются радиевые источники, в том числе малой активности (с содержанием  $^{226}\text{Ra}$  1—2 мг и менее) с номинальными значениями мощностей экспозиционных доз на расстоянии 1 м, равными  $10^{-10}$  —  $10^{-12}$  А/кг ( $\sim 10^{-8}$  —  $10^{-6}$  Р/с). Обычно аттестация  $\gamma$ -источников в качестве образцовых 2-го разряда производится относительным методом путем сравнения их с образцовыми источниками 1-го разряда [1].

Во ВНИИМ в качестве источников 1-го разряда по мощности экспозиционной дозы были аттестованы [2] рабочие эталоны массы

радия, представляющие собой стеклянные ампулы с порошком бромистого радия, помещенные в футляры из платино-иридиевого сплава толщиной 0,5 мм [3]. Источники, аттестуемые в качестве образцовых 2-го разряда и применяемые для градуировки приборов, помещаются в футляры из нержавеющей стали толщиной 2,2 мм, которые должны обеспечивать фильтрацию излучения, эквивалентную фильтрации платино-иридиевого сплава при измерениях с помощью воздушно-эквивалентной ионизационной камеры. К сожалению, аттестация источников малой активности в качестве образцовых мер мощности экспозиционной дозы  $\gamma$ -излучения с помощью ионизационного метода дозиметрии встречает серьезные трудности или вообще становится невозможной из-за недостаточной чувствительности этого метода. Эти трудности в значительной степени могут быть преодолены в случае применения установки УСМД, разработанной на основе сцинтилляционного метода дозиметрии [4].



Аппаратурные спектры  $\gamma$ -излучения источников  $^{226}\text{Ra}$ , помещенных в платино-иридиевый (1) и стальной (2) футляры

регистрации излучения от энергии (ход с жесткостью) необходимо применять для сравнения источники, испускающие  $\gamma$ -излучение одинакового спектрального состава. Важность соблюдения этого требования при относительных измерениях можно проиллюстрировать на следующем примере. При использовании рабочих эталонов массы радия, аттестованных по мощности экспозиционной дозы в качестве образцовых, для сравнения с поверяемыми рабочими источниками на установке УСМД, в которой детектором  $\gamma$ -излучения является кристалл  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  размером  $40 \times 20$  мм, оказалось, что отношение измеренной мощности экспозиционной дозы, создаваемой образцовым источником, на 12—14% превышало отношение соответствующих масс  $^{226}\text{Ra}$  (массы отличались не более чем в 3,5 раза). При этом средняя квадратическая погрешность измерения мощностей экспозиционной дозы не превышала 3%, а погрешность измерений массы радия была еще меньше. Полученный результат частично можно объяснить различным вкладом рассеянного коллиматором излучения в измеряемый эффект, поскольку

радиевые  $\gamma$ -источники имеют сравнительно большие размеры (платино-иридиевые футляры имеют длину 50 мм и диаметр 6 мм стальные — 65 мм и 12 мм соответственно) и для уменьшения поглощения излучения радия в стенках футляра их приходится устанавливать перпендикулярно продольной оси коллиматора, используя при этом диафрагму типового коллиматора максимального диаметра и специальные держатели источников [2]. Контрольные опыты, проведенные с диафрагмой диаметром 30 мм, которая частично экранировала каждый из источников, дали тот же эффект, что и при максимальном отверстии диафрагмы. Кроме того, перекачивание стеклянной ампулы с солью радия из платинового футляра в стальной при прочих равных условиях приводило к увеличению показаний прибора в среднем на 13%. Следовательно, наблюдаемый эффект можно полностью отнести за счет неидентичности фильтрующих свойств футляров. Этот вывод подтвердился при сравнении спектрального состава излучения от упомянутых источников, проведенном с помощью сцинтилляционного спектрометра. Как показали результаты измерений (см. рисунок), внешний выход излучения от источников в стальном футляре в диапазоне энергий 100—200 кэВ на 40—50% выше, чем от источников в платиновых футлярах, в то время как в области более жестких энергий спектр излучения практически не изменяется. Для устранения этой систематической погрешности пришлось определять поправочный множитель. Он был получен путем усреднения результатов многократных измерений, проводимых в поле  $\gamma$ -излучения, создаваемого источниками  $^{226}\text{Ra}$ , помещаемыми поочередно в платиновый и стальной футляры, и оказался равным  $0,87 \pm 0,02$ . При использовании источников из  $^{60}\text{Co}$  или  $^{137}\text{Cs}$  подобных затруднений не встречается, так как они предназначены для аттестации в качестве образцовых 1-го и 2-го разрядов и выпускаются с одинаковыми геометрическими размерами и в одинаковой упаковке.

Таким образом, при проверке  $\gamma$ -источников из  $^{226}\text{Ra}$  с помощью сцинтилляционных детекторов необходимо обращать внимание на идентичность упаковок аттестуемого и образцового источников, чтобы избежать увеличения погрешности измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 12527-67. Источники гамма-излучения образцовые 2-го разряда. Изд-во стандартов, 1967.
2. Остромухова Г. П., Русинова С. А. Аттестация  $\gamma$ -источников радия по мощности экспозиционной дозы. Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), Изд-во стандартов, 1970.
3. Дричко А. Ф., Жуковская Л. П., Караваева Ф. М., Русинова С. А. Новые рабочие эталоны радия. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 55 (115), Стандартгиз, 1961.
4. Тучин В. Н., Юдин М. Ф. Установка для измерения малых мощностей доз  $\gamma$ -излучения. Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), Изд-во стандартов, 1970.

Поступила в редакцию  
29.12. 1971 г.

ПРИМЕНЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА  
С БОЛЬШИМ КРИСТАЛЛОМ NaJ (TI) ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПОЛЕЙ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ КОЛЛИМАТОРА УСТАНОВКИ  
УПГД-1М

В целях обеспечения единства измерений при градуировке и поверке дозиметрической аппаратуры на  $\gamma$ -излучении применяется установка УПГД-1М с типовым коллиматором, который в основном и определяет ее метрологические параметры. Ранее была проведена большая работа по исследованию характеристик коллиматора с цилиндрическими диафрагмами разного диаметра и оценен вклад в измеряемый эффект рассеянного излучения, создаваемого коллимационным узлом установки [1]. Однако из-за отсутствия необходимой аппаратуры при этом не было исследовано угловое распределение фотонов  $\gamma$ -излучения около выходного отверстия коллиматора. Создание сцинтилляционного спектрометра с большим кристаллом NaJ (TI) [2], обладающего высокой эффективностью регистрации  $\gamma$ -излучения, позволило сравнить поля  $\gamma$ -излучения, обусловленные применением в коллиматоре как цилиндрических, так и конических диафрагм с одинаковыми диаметрами выходных отверстий. Кроме того, сцинтилляционный спектрометр использовался для исследования  $\gamma$ -излучения от источников  $^{60}\text{Co}$  после прохождения его через относительно толстые слои защитных фильтров из алюминия, меди и свинца, так как при градуировке и поверке дозиметрической аппаратуры удобно было бы использовать ослабление интенсивности излучения с помощью этих фильтров.

Исследование спектрально-углового распределения  $\gamma$ -излучения

Для исследования спектрально-углового распределения  $\gamma$ -фотонов снимались спектры полей  $\gamma$ -излучения под различными углами между осью коллимационного узла установки УПГД-1М и осью коллиматора спектрометра. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Величина угла изменялась с помощью устройства, поворачивающего коллиматор с источником в горизонтальной плоскости относительно оси, проходящей через выходное отверстие коллиматора. Предварительно спектрометр и типовой коллимационный узел устанавливались так, чтобы оси каналов обоих коллиматоров при  $\theta = 0^\circ$  совпадали в пределах  $3'$ . В эксперименте использовались фиксированные значения углов  $\theta$ : 0,5, 10, 15, 30 и  $45^\circ$ , которые устанавливались с погрешностью, не превышающей  $0,5^\circ$ . Амплитудные распределения импульсов на выходе фотоумножителя спектрометра снимались при повороте коллиматора с источником только

в одном направлении, так как картина распределения симметрична относительно направления, соответствующего  $0^\circ$ . При измерениях использовались источники из  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , поскольку именно на излучении таких источников в основном производится градуировка аппаратуры и, кроме того, наличие двух линий  $\gamma$ -излучения у кобальта позволяет судить о качественном изменении спектра. Измерения проводились с диафрагмами диаметром 14, 30 и 60 мм. Примеры амплитудных распределений и гистограммы энергетических спектров представлены на рис. 2. Анализ приведенных приборных спектров показывает, что максимумы распределений для каждого из углов соответствуют энергии фотонов, претерпевших однократное рассеяние на заданный угол. Как известно, энергию фотонов, рассеянных в комптоновском взаимодействии под заданным углом  $\theta$ , можно рассчитать по формуле

$$E_\theta = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)}, \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия первичного фотона  $\gamma$ -излучения;  $m_0c^2$  — энергия покоя электрона.

На рис. 3 приведены кривые зависимости энергии однократно рассеянных фотонов для излучения  $^{60}\text{Co}$  от угла рассеяния, рассчитанные по формуле (1). Указанные значения энергий соответствуют положению экспериментально полученных максимумов амплитудных распределений, экспериментальные значения хорошо совпадают с расчетными. Как видно из рис. 2, два максимума, соответствующие линиям  $^{60}\text{Co}$  и хорошо различимые при малых углах, сливаются в один при углах, больших  $15^\circ$ . При углах, больших  $15^\circ$ , максимумы рассеянного излучения лежат в области энергии менее 600 кэВ, где энергетическое разрешение спектрометра уже превышает 12%, поэтому пики, отличающиеся между собой по энергии на 11,4%, не различаются. Амплитудно-угловые распределения были сняты для цилиндрических диафрагм диаметром 14, 30 и 60 мм. После обработки приборных спектров матричным методом было получено угловое распределение интенсивности рассеянного излучения, определяемой как полная энергия, переносимая фотонами в элементарном телесном угле в единицу времени,

$$dI_\theta = 2\pi \sin \theta d\theta \int_E \bar{E} N dE, \quad (2)$$

где  $\bar{E}$  — средняя энергия фотонов  $\gamma$ -излучения, рассеявшихся в телесном угле  $2\pi \sin \theta d\theta$ ;  $N$  — число фотонов в энергетическом интервале от  $E$  до  $E + dE$  в единицу времени.

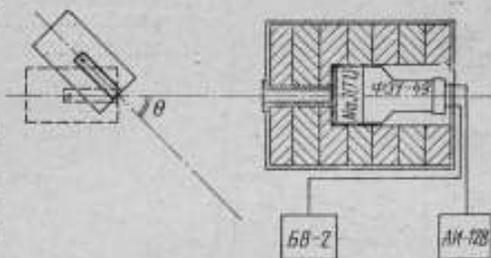


Рис. 1. Схема эксперимента

Полученные результаты для разных диафрагм представлены на рис. 4. В ряде работ [3—5], поставленных с целью исследования спектрально-углового распределения излучения, рассеянного в плоских защитных барьерах при падении на них пучка  $\gamma$ -излучения от плоского мононаправленного или точечного источника, установлено, что угловая зависимость интенсивности излучения достаточно хорошо может быть описана функцией

$$I_{\theta} = A e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}, \quad (3)$$

где  $A$  — множитель, зависящий от толщины защитного барьера;  $\theta_0$  — константа углового распределения (характеристический угол рассеяния излучения), в общем случае зависящая от энергии излучения, материала защиты и слабо зависящая от его толщины.

Оказалось, что результаты данной работы в пределах 10% также

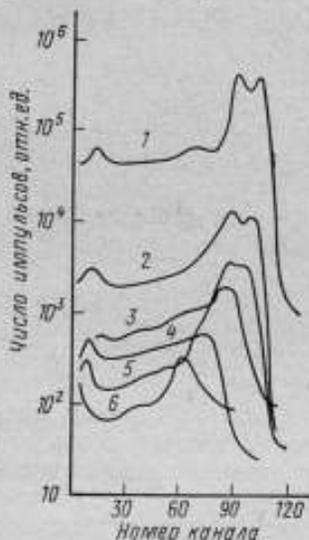


Рис. 2. Приборные спектры, снятые с источником  $^{60}\text{Co}$  при разных углах  $\theta$

1 — 0; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 15; 5 — 30; 6 — 45°

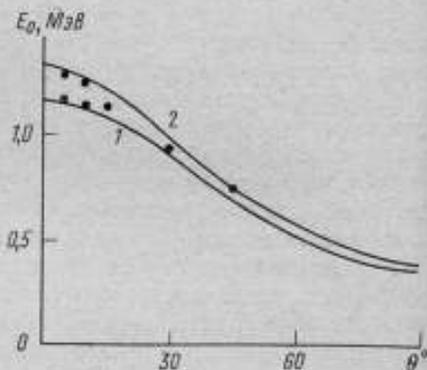


Рис. 3. Зависимость энергии однократно рассеянных фотонов линий  $^{60}\text{Co}$  от угла рассеяния при  $E_0$ , равном 1 — 1,17; 2 — 1,33 МэВ

следуют указанной функциональной зависимости (рис. 4). Расчет величин  $\theta_0$  для излучения  $^{137}\text{Cs}$  (0,662 МэВ) и  $^{60}\text{Co}$  (1,25 МэВ) показал в пределах погрешности измерений отсутствие энергетической зависимости  $\theta_0$  в указанном диапазоне энергий, что согласуется с результатами работ [5, 6]. Однако численные значения  $\theta_0$  оказались примерно на 30% ниже, чем в работе [5]. В таблице приведены значения  $\theta_0$ , полученные в результате описываемой работы и взятые из [5].

Расхождение в численном значении величин  $\theta_0$ , по-видимому, объясняется существенным различием геометрии эксперимента. Дело в том, что независимость константы углового распределения

от толщины барьера начинает проявляться при толщинах, больших двух длин свободного пробега фотонов  $\gamma$ -излучения [7], а в нашем случае коллиматор можно рассматривать как защитный барьер переменной толщины, имеющий вид прямоугольного уступа. В работе [1] установлено заметное увеличение вклада рассеянного излучения при наличии прямоугольного уступа в канале коллиматора, что при прочих равных условиях соответствует меньшему значению  $\theta_0$ .

Характер спектрально-угловых распределений при различных значениях  $\theta_0$ .

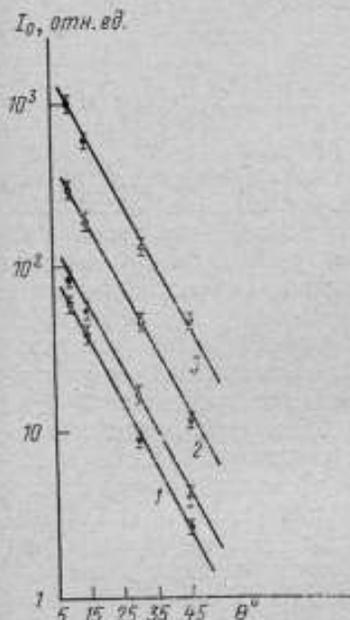


Рис. 4. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от угла рассеяния вблизи коллиматора установки УПГД-1М

1, 2, 3 — для источника  $^{60}\text{Co}$  при диаметрах диафрагмы 14, 30 и 60 мм соответственно; 4 — для источника  $^{137}\text{Cs}$  при диаметре диафрагмы 30 мм

ных диафрагмах оказался одинаковым, в то время как абсолютные значения интенсивности излучения, рассеянного под данным углом, изменялись примерно пропорционально квадратам диаметров диафрагм. При исследовании спектрально-углового распределения фотонов  $\gamma$ -излучения около коллиматора с коническим каналом использовались конические диафрагмы, длина которых и диаметры выходных отверстий равнялись соответствующим параметрам цилиндрических диафрагм. Конусность была выбрана такой, чтобы центр активной области источника, устанавливаемого в коллиматоре в фиксированном положении, находился в вершине конуса. Установлено, что интенсивность однократно рассеянного излучения

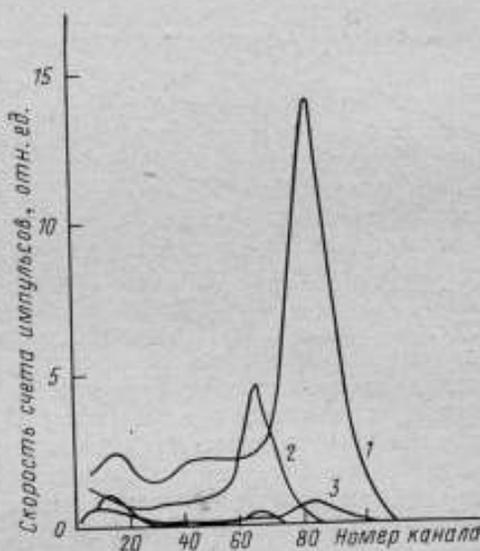


Рис. 5. Приборные спектры, снятые под углами  $15^\circ$  (кривые 1, 3) и  $45^\circ$  (2, 4) с цилиндрической (1, 2) и конической (3, 4) диафрагмами диаметром 30 мм (источник  $^{137}\text{Cs}$ )

ченно  $\theta_0$ . Характер спектрально-угловых распределений при различных значениях  $\theta_0$ .

Таблица

Энергия излучения, Мэв	Константа углового распределения (град) при некоторых углах рассеяния				Среднее значение $\theta_0$ , град	$\theta_0$ [5]
	10—15°	15—30°	15—45°	30—45°		
0,662	12,8	12,2	12,4	12,6	12,5	17*
1,25	—	13,2	11,1	12,4	12,8	16

\* Значение, полученное путем интерполирования экспериментальных результатов.

ния в единичном телесном угле для конических диафрагм примерно на два порядка ниже, чем для цилиндрических. Для примера на рис. 5 представлены приборные спектры, снятые под углом 30 и 45° с источником  $^{137}\text{Cs}$  (результаты приведены к одному времени набора спектра). Таким образом, применение конических диафрагм уменьшает вклад рассеянного излучения в измеряемый эффект, что и было проверено при относительных измерениях на установке УСМД. Замена цилиндрической диафрагмы конической сопровождалась уменьшением показаний измерительного прибора на 7—8%, причем этот эффект не был вызван частичным экранированием источника. Столь значительное изменение показаний при смене диафрагм по сравнению с результатами [8] объясняется наличием большого «хода с жесткостью» у сцинтилляционного детектора. Перемещение источника по оси коллиматора на  $\pm 10$  мм относительно вершины конуса не приводило к заметному изменению показаний прибора. Переход от диафрагмы с диаметром 30 мм к диафрагме 60 мм для конического канала сопровождался увеличением показаний на 1%, тогда как аналогичный переход в случае цилиндрического канала приводит к изменениям показаний на 2%.

Таким образом, результаты измерения с различными диафрагмами, полученные с помощью сцинтилляционных детекторов  $\gamma$ -излучения хорошо согласуются с результатами работы [1]. На этом основании можно сделать вывод о целесообразности использования в коллиматорах установок УПГД (и им подобных) диафрагм с коническим каналом.

#### Исследование спектрального состава излучения за защитными барьерами

Исследование спектрального состава полей  $\gamma$ -излучения, создаваемого источником  $^{60}\text{Co}$ , за защитными барьерами из алюминия, меди и свинца проводилось только для угла  $\theta = 0^\circ$  (канал коллиматора спектрометра и канал коллиматора установки УПГД находились на одной оси). Защитные барьеры набирались из блоков диаметром 0,3 м различной толщины, которые размещались между коллиматорами соосно. Нарастивание толщины барьеров производилось таким образом, что расстояние между внешней плоскостью

барьера (со стороны выхода излучения) и коллиматором спектрометра оставалось постоянным. Амплитудные распределения снимались для следующих толщин барьеров (в длинах свободного пробега фотонов  $\gamma$ -излучения  $\mu d$ ): 0,64; 2,24; 3,20; 5,44; 6,40. Энергия излучения  $^{60}\text{Co}$  была принята равной 1,25 МэВ, значения линейных

коэффициентов ослабления были взяты из работы [9]. В настоящей работе при обработке результатов краевые эффекты не принимались во внимание, так как во-первых, диаметр площадки, которая «просматривается» каналом коллиматора спектрометра, мал по сравнению с диаметром дисков и, во-вторых, как уже отмечалось, в экс-

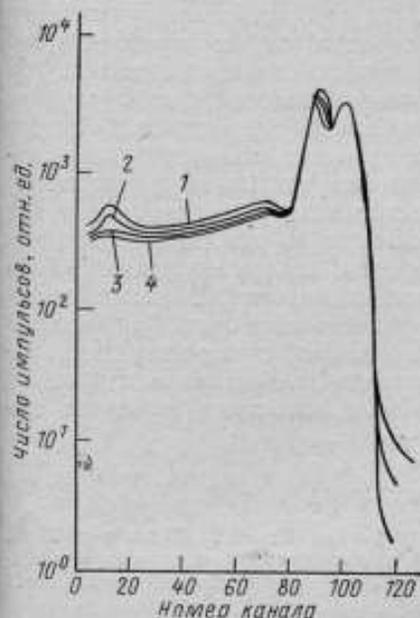


Рис. 6. Приборные спектры от источника  $^{60}\text{Co}$ , снятые за барьерами из алюминия разной толщины  $\mu d$   
1 — 0,64; 2 — 2,24; 3 — 3,2; 4 — 5,44

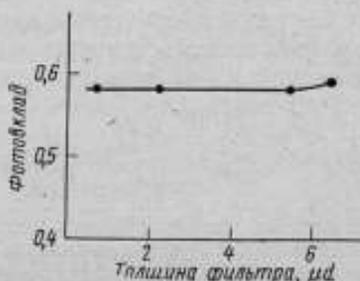


Рис. 7. Зависимость фотопика от толщины фильтра

периментах использовался коллимированный пучок излучения, диаметр которого в месте падения на барьер не превышал 40 мм. Время, в течение которого происходили измерения спектров, выбиралось таким, чтобы статистическая погрешность измерений была по возможности мала, однако при больших толщинах фильтров ( $\mu d > 5$ ) в области комптоновского распределения она все же достигала 6—8%. Время измерения спектров фиксировалось (из-за большого времени измерений погрешность его определения пренебрежимо мала), а затем все приборные спектры нормировались к одному времени. На рис. 6 приведены приборные спектры за барьерами разных толщин из алюминия (для удобства кривые нормированы по высоте пика, соответствующего энергии 1,33 МэВ); характер распределений одинаков для всех материалов. Результаты измерений показали, что относительное изменение спектрального состава излучения после прохождения его через сравнительно толстые фильтры невелико. В пределах толщин, равных 1—5 длинам

свободного пробега, величина фотовклада (отношение числа импульсов, зарегистрированных в пике полного поглощения, к числу импульсов под всем спектром), которая может быть принята в качестве критерия относительного изменения спектра, остается практически постоянной и только при больших толщинах наблюдается некоторое ее увеличение (рис. 7). В то же время при увеличении толщины фильтра наблюдается предпочтительное ослабление линии 1,17 МэВ. На основании этого можно сделать вывод, что при прохождении излучения через достаточно толстые фильтры (порядка длины свободного пробега фотона и больше) энергетический спектр излучения в направлении распространения излучения деформируется сравнительно мало, хотя имеется тенденция к некоторому перераспределению фотонов в спектре в пользу фотонов высоких энергий по сравнению с исходным. Однако это справедливо для узконаправленного детектора излучения, каковым и является блок детектирования сцинтилляционного спектрометра, реализующий в значительной степени случай «хорошей» геометрии. При «плохой» геометрии (изотропный детектор и широкий пучок излучения) результат может существенно отличаться из-за вклада излучения, рассеянного из периферийных участков защитного барьера в сторону детектора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тучин В. Н., Остромухова Г. П., Юдин М. Ф. О влиянии коллимирующего устройства при градуировке и поверке рентгенметров (дозиметров) с помощью образцовых  $\gamma$ -источников. «Измерительная техника», 1965, № 3.
2. Тучин В. Н. Спектрометр полного поглощения. Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), Изд-во стандартов, 1970.
3. Столяров Е. Л., Чухин С. Г. и др. Исследование спектрально-угловых распределений рассеянного  $\gamma$ -излучения в защитных барьерах для случая плоского мононаправленного источника. В сб. «Приборы и методы анализа излучений», вып. 3, Атомиздат, 1962.
4. Ларичев А. В., Митин В. И. Исследование энергетической зависимости константы углового распределения рассеянных  $\gamma$ -лучей. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений», вып. 2, Госатомиздат, 1963.
5. Ларичев А. А. Угловое распределение  $\gamma$ -лучей от точечного источника, рассеянных в защите. «Атомная энергия», 1965, № 17.
6. Викторов А. А., Машкович В. П. К вопросу о формировании поля рассеянного  $\gamma$ -излучения. «Атомная энергия», 1968, № 24.
7. Викторов А. А., Ефименко Б. А., Золотухин В. Г., Машкович В. П. Угловые распределения интенсивности рассеянного  $\gamma$ -излучения за барьерными и ограниченными средами. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений», вып. 9, Атомиздат, 1968.
8. Караваяев Ф. М., Остромухова Г. П., Е. А. Хольнова, М. Ф. Юдин. Рабочие эталоны и образцовые  $\gamma$ -источники 1-го разряда из  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Труды институтов Комитета стандартов, вып. 39 (149), Стандартгиз, 1967.
9. NBS Report 8681. Photon Attenuation and Energy Transfer Coefficients, 1965.

Поступила в редакцию  
27.12. 1971 г.

**ПРИМЕНЕНИЕ КАМЕРЫ-СВИДЕТЕЛЯ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ  
РАЗМЕРА ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ  
В ОБЛАСТИ ДЛИННОВОЛНОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Основной причиной снижения точности передачи размера единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения от эталонной установки образцовым и рабочим средствам измерений является нестабильность режима работы рентгеновской трубки.

Воспроизведение единицы экспозиционной дозы на эталонной установке УЭДЭ-20-60 [1] в диапазоне напряжения генерирования 20—60 кВ осуществляется с относительной средней квадратической погрешностью 0,5% при неисключенном остатке систематических погрешностей не более 1%. Для того, чтобы колебание режима работы трубки не повлияло на передачу размера единицы от эталонной установки образцовым и рабочим мерам, необходимо, чтобы за время измерений мощность экспозиционной дозы менялась бы не более, чем на 0,5% от значения мощности экспозиционной дозы в месте установки эталонной камеры и образцового прибора.

Так как стабилизаторы, используемые для питания рентгеновского аппарата, не обеспечивают постоянства рабочего режима, то для контроля этих колебаний, достигающих  $\pm 3\%$ , необходимо применять камеру-свидетель.

Для эталонной установки УЭДЭ-20-60 была изготовлена камера-свидетель цилиндрической формы, состоящая из трех плоскопараллельных колец с натянутой на них полиэтиленовой алюминированной пленкой толщиной  $\sim 2$  мкм, расположенных перпендикулярно оси пучка рентгеновского излучения. Наружные диаметры колец 55 мм. Центральное кольцо с натянутой на него пленкой представляет собой измерительный электрод камеры-свидетеля. Наружные кольца служат потенциальными электродами камеры. Расстояние между измерительным и потенциальными электродами  $\sim 10$  мм. На потенциальные электроды подается напряжение  $\sim 400$  В.

Камера-свидетель укреплена неподвижно в пучке рентгеновского излучения на расстоянии  $\sim 100$  мм от анода трубки.

Высокоизолированный измерительный электрод камеры-свидетеля включен в цепь усилителя постоянного тока У1-2. Колебания режима работы рентгеновской трубки вызывают флуктуации ионизационного тока в камере-свидетеле, что позволяет снизить погрешность передачи размера единицы экспозиционной дозы за счет колебания режима трубки до  $\pm 0,5\%$ .

Эталонная свободно-воздушная камера размещается за камерой-свидетелем по направлению распространения пучка излучения. Камера-свидетель должна обеспечивать:

а) получение тока насыщения для максимальных значений мощностей экспозиционных доз до  $\sim 300$  Р/мин,

б) получение минимального «хода с жесткостью» во всем рабочем диапазоне энергий,

в) возможность использования проградуированной камеры-свидетеля при передаче размера единицы экспозиционной дозы образцовым и рабочим мерам;

г) контроль за режимом излучения и возможность корректировки полученных данных с учетом нестабильности в работе рентгеновской трубки.

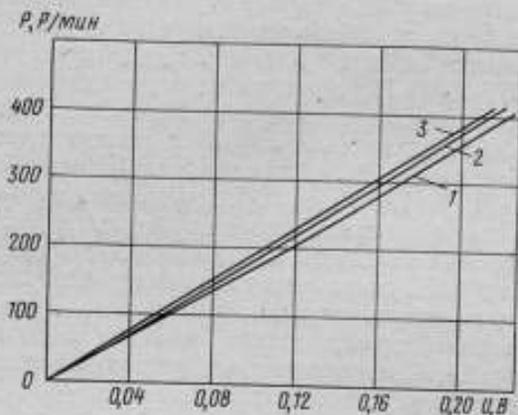


Рис. 1. Зависимость ионизационного тока в камере-свидетеле от мощности экспозиционной дозы эталонной установки при  $R = 400$  мм по линейке для режимов

1 — 20 кВ; 2 — 30 кВ и 3 — 40 кВ и более

Исследования показали, что на электроды камеры необходимо подавать напряжение не менее 400 В. В этом случае рекомбинация ионов в измерительном объеме камеры-свидетеля не превышает 0,6% от величины измеряемого ионизационного тока для режима работы рентгеновской трубки, обеспечивающего получение значения мощности экспозиционной дозы в пучке излучения  $\sim 300$  Р/мин. Установлено также, что зависимость ионизационного тока в камере-свидетеле от интенсивности излучения носит прямолинейный характер.

Для выявления «хода с жесткостью» была определена зависимость ионизационного тока в камере-свидетеле от мощности экспозиционной дозы эталонной установки для всех рабочих режимов излучения. Как видно из рис. 1, для излучений с эффективной энергией от 9 до 26 кэВ наблюдается заметная зависимость угла наклона градуировочной кривой от качества излучения. Полученный эффект в значительной степени объясняется различным ослаблением

измеряемого излучения в слое воздуха между центрами камеры-свидетеля и эталонной камеры.

Расстояние от анода рентгеновской трубки до центра камеры-свидетеля составляет  $\sim 100$  мм, для эталонной камеры это же расстояние равно  $\sim 240$  мм.

Интенсивность рентгеновского излучения в воздухе на расстоянии  $\sim 140$  мм ослабляется для каждого качества излучения по-разному. Так, например, для излучения с эффективной энергией  $\sim 9$  кэВ (режим 20 кВ 0,1 А) ослабление составляет 0,81% на 1 см, а для излучения с эффективной энергией  $\sim 12$  кэВ (режим 30 кВ 0,3 А) — 0,49% на 1 см. Если ввести соответствующие поправки

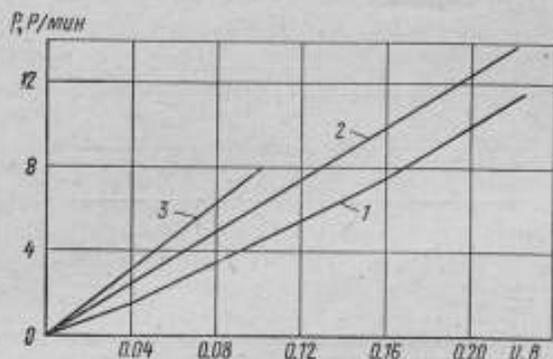


Рис. 2. Зависимость показаний камеры-свидетеля от мощности экспозиционной дозы при  $R = 1100$  мм по линейке для трех режимов  
1 — 20 кВ; 2 — 30 кВ и 3 — 40 кВ и более

на ослабление излучения в воздухе, то расхождение градуировочных кривых уменьшится и составит  $\pm 3,5\%$ . Это говорит о том, что «ход с жесткостью» камеры-свидетеля, обусловленный конструкцией камеры и материалом ее электродов, не превышает 7%. Полученная зависимость чувствительности камеры-свидетеля от энергии излучения не внесет дополнительной ошибки при [2] передаче размера единицы. При передаче размера единицы мощности экспозиционной дозы от эталона образцовым и рабочим мерам необходимо наличие полей рентгеновского излучения с широким диапазоном мощностей экспозиционных доз от  $\sim 500$  до 0,1 Р/мин. Создание таких полей только за счет изменения тока рентгеновской трубки не представляется возможным, поэтому передачу размера единицы образцовым мерам необходимо осуществлять на различных расстояниях от анода рентгеновской трубки.

Определение мощности экспозиционной дозы на различных расстояниях от анода расчетным путем приводит к большим ошибкам. Неизвестное положение анода внутри рентгеновской трубки, его реальные размеры, не позволяющие принимать анодное пятно за

точечный источник, затрудняют определение расстояния от анода трубки до любой фиксированной точки на градуировочной скамье. Кроме того, значительное ослабление интенсивности излучения в воздухе, а также изменение коэффициента ослабления вдоль градуировочной скамьи для одного и того же режима рентгеновской трубки не позволяют воспользоваться законом обратных квадратов. В этом случае необходимо проводить измерения мощности экспозиционной дозы эталонной камерой для любого фокусного расстояния.

Камера-свидетель была отградуирована по эталонной камере для трех фокусных расстояний, наиболее часто применяемых при передаче размера единицы от эталона поверяемым приборам. На

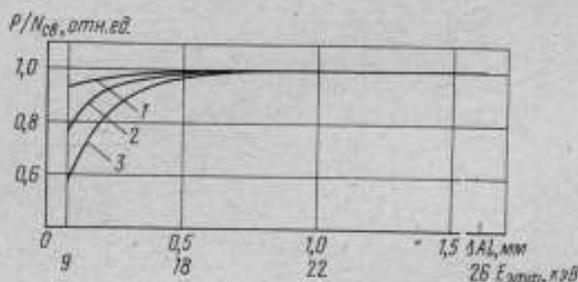


Рис. 3. Зависимость показаний камеры-свидетеля для трех положений эталонной камеры  
 1 —  $R = 240$  мм; 2 —  $R = 400$  мм и 3 —  $R = 940$  мм

рис. 2 в качестве примера приведены результаты градуировки камеры-свидетеля для расстояния между анодом рентгеновской трубки и центром эталонной камеры 940 мм.

На рис. 3 представлены в относительных единицах результаты градуировки камеры-свидетеля для трех различных положений эталонной камеры. Как видно из рисунка, с увеличением расстояния между камерой-свидетелем и эталонной камерой возрастает зависимость градуировочного коэффициента камеры-свидетеля от качества измеряемого излучения. Как уже указывалось, этот эффект обусловлен различной степенью ослабления излучения в воздухе для данных рабочих режимов, что не позволяет вывести единый градуировочный коэффициент для камеры-свидетеля.

В таблице приведены значение градуировочных коэффициентов камеры-свидетеля в  $P(\text{мин В})$  для рабочих режимов и трех фиксированных расстояний.

Предельная погрешность градуировочного коэффициента составляет 1,8%. Таким образом, передача размера единицы образцовым и рабочим приборам, осуществляемая по камере-свидетелю, сводится к следующему. Детектор поверяемого прибора устанавливают на градуировочной скамье на одном из выбранных расстояний до анода трубки. Затем одновременно снимают показания по

Таблица

Расстояние, мм		Рабочий режим			
по линейке	истинное	$\Delta 0,08$ ; $E_{эфф} =$ $-9,2$ кэВ; 20 кВ; 0,1 А1	$\Delta 0,17$ ; $E_{эфф} =$ $-12$ кэВ; 30 кВ; 0,3 А1	$\Delta 0,68$ ; $E_{эфф} =$ $-1,95$ кэВ; 40 кВ; 1 А1	$\Delta 1,6$ ; $E_{эфф} =$ $-26,3$ кэВ; 50 кВ; 2,5 А1
400	~240	1740	1830	1900	1910
800	~640	133	160	175	175
1100	~940	44	60	76	76

веряемого прибора и камеры-свидетеля. Средние показания проверяемого прибора сравнивают со средним расчетным значением мощности экспозиционной дозы  $P$ , равным

$$\bar{P} = K\bar{N} P/\text{мин},$$

где  $K$  — значение градуировочного коэффициента камеры-свидетеля,  $P/(\text{мин В})$ ;  $\bar{N}$  — показание камеры-свидетеля, В.

Погрешность передачи размера единицы образцовым и рабочим мерам составит

$$S = t \sqrt{S_c^2 + \frac{1}{3} Q^2 + S_n^2},$$

где  $S_c$  и  $S_n$  — относительная погрешность отсчета показаний камеры-свидетеля и дозиметрического прибора соответственно;  $Q$  — погрешность определения градуировочного коэффициента камеры-свидетеля,  $t$  — коэффициент, равный 2,82 при числе измерений 10 и соответствующий доверительной вероятности 0,98.

Следовательно, минимальная основная погрешность, с которой может быть поверен образцовый дозиметр 1-го разряда составляет ~ 3,5%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авотина М. П., Остромухова Г. П. Установка для абсолютных измерений в рентгенах рентгеновского излучения от 20 до 60 кВ. Труды институтов Комитета, вып. 55 (115), Стандартгиз, 1961.
2. Кочина М. П. Камера-свидетель установки для передачи размера единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией фотонов 40—120 кэВ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 124 (184), Изд-во стандартов, 1970.

Поступила в редакцию  
14.03. 1971 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
СЧЕТЧИКОВ ТИПА СИ-ЗБГ

В связи с широким применением дозиметрической аппаратуры, предназначенной для измерения уровней  $\gamma$ -радиации и содержащей счетчики СИ-ЗБГ, возникла необходимость определения их дозиметрических характеристик.

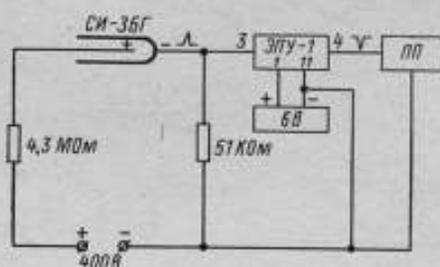


Рис. 1. Схема включения счетчиков при работе в импульсном режиме  
ПП — пересчетный прибор; ЗПУ-1 — электроннопересчетное устройство; СИ-ЗБГ — счетчик

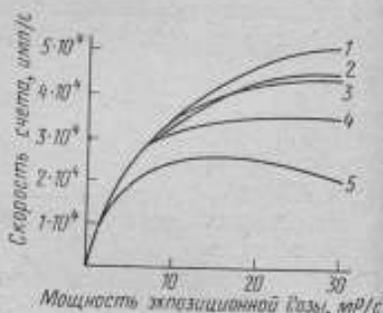


Рис. 2. Зависимость скорости счета от мощности экспозиционной дозы излучения для пяти счетчиков

Счетчики СИ-ЗБГ используются в основном для измерения мощности экспозиционной дозы  $\gamma$ -излучения от 0,05 мР/ч до 200 Р/ч в широком диапазоне энергии фотонов, поэтому определение зависимости их чувствительности от энергии излучения представляет практический интерес.

Для исследования дозиметрических характеристик было выбрано пять счетчиков СИ-ЗБГ без дополнительных кожухов. Рабочее напряжение на счетчиках поддерживалось равным 400 В. Счетные характеристики снимались в импульсном и токовом режимах. Схема включения счетчиков при работе в импульсном режиме представлена на рис. 1.

Зависимость скорости счета от мощности экспозиционной дозы проверялась на рентгеновском излучении с напряжением генерирования 150 кВ с эффективной энергией излучения 68 кэВ. Мощность экспозиционной дозы рентгеновского излучения менялась в диапазоне 0,1 — 30 мР/с. Как видно из рис. 2, до скорости счета, не превышающей  $\sim 12000$  имп/с, наблюдается пропорциональная зависимость скорости счета от мощности экспозиционной дозы  $P$ . В этой области показания всех пяти счетчиков совпадают между

собой в пределах  $\pm 15\%$ , что позволяет рассчитать одно значение чувствительности (число импульсов, соответствующих дозе в один рентген) для счетчиков данного типа.

При скорости счета более 12000 имп/с, что для данного режима излучения соответствует мощности экспозиционной дозы  $\sim 2$  мР/с, пропорциональность между скоростью счета и мощностью экспозиционной дозы нарушается, причем величина отклонения различна для каждого счетчика.

Зависимость дозовой чувствительности счетчиков от энергии измеряемого излучения («ход с жесткостью») проверялся при  $\gamma$ -из-

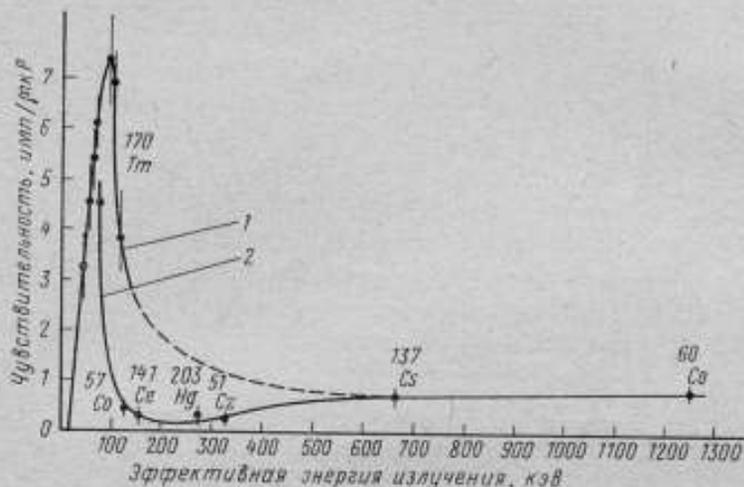


Рис. 3. Зависимость чувствительности счетчиков СИ-ЗБГ от энергии

1 — реентгеновского излучения; 2 —  $\gamma$ -излучения

лучении источников из  $^{170}\text{Tm}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , мощность экспозиционной дозы которых была известна с погрешностью 2—7%, а также при реентгеновском излучении с напряжением генерирования 30—200 кВ. Используемые режимы излучения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер режима	Напряжение на трубке, кВ	Фильтр, мм	Эффективная энергия, кэВ
1	30	1 Al	17,7
2	120	6/ф	40,0
3	120	3 Al	48,3
4	150	0,5 Cu + 1 Al	68,3
5	200	1 Cu + 1 Al	93,3
6	200	2 Cu + 1 Al	116

При этом все измерения осуществлялись в области пропорциональной зависимости скорости счета от мощности экспозиционной дозы.

Экспериментально полученные значения чувствительности счетчиков приведены на рис. 3.

Сравнение значений чувствительности, полученных при одинаковых эффективных значениях рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, показывает их существенное различие.

Значения чувствительности, определенные для данной эффективной энергии рентгеновского излучения, в 2—5 раз выше значений, полученных с помощью источников с той же энергией  $\gamma$ -излучения.

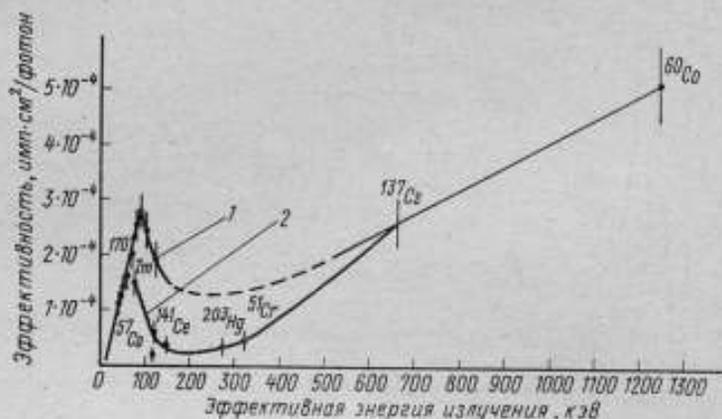


Рис. 4. Зависимость эффективности счетчиков от энергии  
1 — рентгеновского излучения; 2 —  $\gamma$ -излучения

Таким образом, рентгеновское излучение может использоваться только для качественной оценки характера изменения чувствительности счетчиков в зависимости от энергии.

На рис. 4 представлена зависимость эффективности счетчиков от энергии излучения. Число фотонов  $N$  в рабочем пучке излучения определялось расчетным путем, исходя из мощности экспозиционной дозы и эффективной энергии по формуле

$$N = \frac{7,02 \cdot 10^4}{h\nu (\tau + \sigma\beta)}$$

где  $h\nu$  — значение энергии в МэВ;  $\tau + \sigma\beta$  — коэффициенты поглощения для воздуха (работа, затрачиваемая на образование пары ионов, принималось равной 33,73 кэВ) [1]. Как видно из рис. 3 и 4, в диапазоне энергий  $\sim 84$ —150 кэВ наблюдается наиболее сильная зависимость чувствительности и эффективности счетчиков данного типа от энергии излучения.

В диапазоне энергий 662—1250 кэВ чувствительность счетчиков изменялась всего на  $\sim 15\%$ , однако изменение эффективности ока-

залось более значительным и составило почти 100%. Эти результаты согласуются с данными работы [2].

Из-за большого «хода с жесткостью» счетчиков предельное значение мощности экспозиционной дозы, после которого нарушается пропорциональная зависимость между скоростью счета и мощностью экспозиционной дозы, получается разным в зависимости от энергии измеряемого излучения. В табл. 2 даны ориентировочные (в пределах  $\pm 15\%$ ) значения мощностей экспозиционных доз, превышение которых ведет к нарушению пропорциональной зависимости счетчика.

Таблица 2

$E_{эфф.}$ кэВ	85	150	300	660	1250
$P, P/ч$	10	110	220	56	50

Схема включения счетчика для работы в токовом режиме представлена на рис. 5. Пропорциональная зависимость показаний счетчиков в мкА от мощности экспозиционной дозы наблюдается до

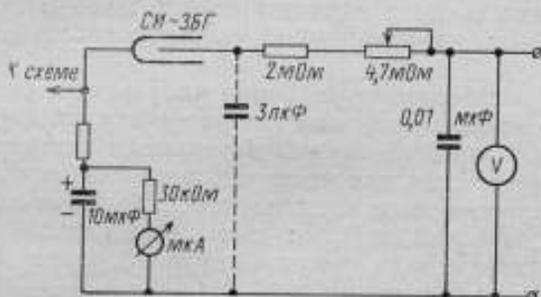


Рис. 5. Схема включения счетчика при работе в токовом режиме

$\sim 25$  мкА, что для  $\gamma$ -излучения  $^{60}\text{Co}$  соответствует мощности экспозиционной дозы  $\sim 225$  P/ч, в то время как при работе в импульсном режиме линейная зависимость нагрузочной характеристики прекращается после  $\sim 50$  P/ч.

Исследования дозиметрических характеристик счетчиков МИ-ЗБГ позволяют сделать следующие выводы:

1. При скорости счета, превышающей 12000 имп/с, наблюдается отклонение от пропорциональной зависимости скорости счета от мощности экспозиционной дозы при работе счетчиков в импульсном режиме.

2. Рентгеновское излучение, характеризуемое эффективной энергией, может использоваться только для качественной оценки «хода с жесткостью» счетчиков.

3. Линейный участок нагрузочной характеристики для счетчиков данного типа, работающих в токовом режиме, наблюдается до мощностей экспозиционных доз, в  $\sim 4,5$  раза превышающих мощности экспозиционных доз при работе в импульсном режиме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Исаев Б. М., Гордеев И. В., Брегадзе Ю. И., Герасимов Ю. С., Антипенкова Г. Н. Об энергии ионообразования заряженными частицами в газах. «Измерительная техника», 1967, № 4.

2. Brabi H, Cugelot P, Huber O, Medicus H, Preiswerk P, Sherrer P. Helv. Phys. Acta, 19. 77. 1946.

Поступила в редакцию  
16.02. 1972 г.

УДК 539.1.074.3 : 539.122.162.4

А. Г. БАННИ, Н. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ, И. А. УРЬЕВ  
ВНИИМ

#### ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ 40—500 кэВ

В связи с широким применением импульсного рентгеновского излучения возникает необходимость измерения его характеристик, среди которых одной из важнейших является интенсивность. При разработке устройства для измерения интенсивности следует учитывать особенности этого вида излучения: большую интенсивность в импульсе, широкий диапазон частот следований импульсов (от одиночных импульсов до десятков килогерц), малые длительности импульсов ( $10^{-8}$ — $10^{-5}$  с). Ввиду перечисленных особенностей детектор должен обладать достаточной временной разрешающей способностью и изменяемой чувствительностью, позволяющей перекрыть измеряемый диапазон интенсивностей излучения (5—6 порядков). Этим требованиям наилучшим образом отвечает сцинтилляционный детектор.

Чувствительность этого детектора должна являться линейной функцией энергии (под чувствительностью понимается выходной сигнал ФЭУ в кулонах на фотон на квадратный метр ( $\text{Кл} \cdot \text{фот}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ )). Такая зависимость характерна для детекторов со сцинтилляторами из CsJ (Tl), NaJ (Tl) толщиной, обеспечивающей полное поглощение рентгеновского излучения. Однако исследование стандартных сцинтилляторов из CsJ (Tl) и NaJ (Tl) размерами  $(40 \times 60) \text{ мм}^2$  показало, что применение их для измерения интенсивности рентгеновского излучения не представляется возможным ввиду значительного остаточного послесвечения кристаллов при облучении их мощностями доз 0,1 Р/мин.

Пластмассовые сцинтилляторы на основе полистирола с добавками Р-терфенила остаточным послесвечением не обладают. Авторам настоящей статьи были проведены расчеты чувствительности пластмассовых сцинтилляторов  $K(E)$  различных толщин в зависимости от энергии [1].

$$K(E) = c(1 - e^{-\mu d}) \frac{\mu_a}{\mu} E,$$

где  $\mu$  и  $\mu_a$  — соответственно коэффициенты ослабления и поглощения излучения в веществе сцинтиллятора;  $d$  — толщина сцинтиллятора;  $E$  — энергия фотонов.

Результаты расчетов представлены на рис. 1 и 2. Как видно из

$K(E)$ , отн. ед.

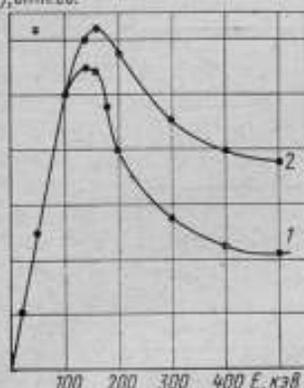


Рис. 1. Зависимость чувствительности детектора с неорганическими сцинтилляторами из  $\text{CsI}_2(\text{Tl})$  от энергии

1 — для сцинтиллятора толщиной 0,5 см; 2 — для сцинтиллятора толщиной 1 см

$K(E)$ , отн. ед.

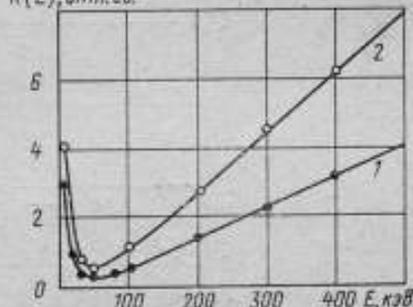


Рис. 2. Зависимость чувствительности детектора с пластмассовыми сцинтилляторами (полистирол с П-терфенилом и РОРОР от энергии

1 — для сцинтиллятора толщиной 0,5 см; 2 — для сцинтиллятора толщиной 1 см

этих рисунков, чувствительность сцинтилляторов линейна в диапазоне 50—500 кэВ, что позволяет применять их в качестве детекторов, измеряющих интенсивность излучения. Выравнивание кривой чувствительности в области 10—50 кэВ достигнуто за счет добавления медного фильтра толщиной 0,2 мм. Окончательная характеристика чувствительности выбранного детектора, состоящего из ФЭУ-53, пластмассового сцинтиллятора (полистирола с Р-терфенилом и РОРОР) толщиной 10 мм и медного фильтра толщиной 0,2 мм, приведена на рис. 3.

Отклонение чувствительности от линейности в диапазоне энергий 20—500 кэВ составляло  $\pm 10\%$ . Однако при выбранной толщине пластмассового сцинтиллятора потребовалось применение поглотителя для исключения влияния рентгеновского излучения на ФЭУ. Для этих целей использовалось стекло ТФ-2 толщиной 60 мм, которое устанавливалось за сцинтиллятором перед ФЭУ. Чувствительность детектора была измерена с помощью эталон-

ных установок для воспроизведения единицы экспозиционной дозы —  $16 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Кл}}{\text{Дж/м}^2}$  при напряжении на ФЭУ-53 в 1500 В. Линейность импульсных характеристик ФЭУ-53 проверялась с помощью светового генератора [2].

Питание на ФЭУ подавалось со стандартного источника БВ-2. Линейность выходного сигнала с ФЭУ-53 наблюдалась для токов до 1 мА в импульсе при скважности ( $\tau/T = 0,1$ ).

Диапазон длительностей импульсов составлял 1—10 мкс, диапазон частот повторений — от 250 Гц до 10 кГц. Для обеспечения

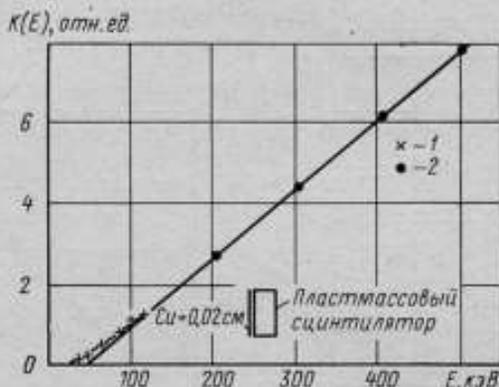


Рис. 3. Зависимость чувствительности сцинтилляционного детектора для измерения интенсивности импульсного рентгеновского излучения от энергии

1 — экспериментальные и 2 — расчетные точки

измерения интенсивности импульсного рентгеновского излучения в широком диапазоне (5—6 порядков) предусмотрено изменение чувствительности детектора (в  $\sim 100$  раз) путем закорачивания динодов ФЭУ [3], причем форма импульсов и максимальный линейный ток ФЭУ остаются неизменными.

Таким образом, созданный детектор позволяет измерять интенсивность импульсного рентгеновского излучения в диапазоне  $6 \cdot 10^{-2} - 6 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$  в импульсе с погрешностью  $\pm 10\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. Ф. Дозиметрия фотонного излучения. Изд-во стандартов. 1970.
2. Вильдгрубе Г. С., Далиненко Н. К., Дунаевская Н. В. и Ронкин Ж. М. Импульсные световые характеристики фотоэлектронных умножителей жалюзийного типа. Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, т. XXV, № 9.
3. Воробьев В. В. Уменьшение коэффициента усиления ФЭУ-30. «ПТЭ», 1969, № 4.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.

АВТОМАТИЧЕСКОЕ КОМПЕНСАЦИОННОЕ УСТРОЙСТВО  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ТОКОВ

Измерение токов в ионизационных камерах обычно производится компенсационным методом Таунсенда, позволяющим достигать максимальной точности. Принцип метода Таунсенда заключается в компенсации заряда, принудительно поданного на измерительную емкость  $C$  от автономного источника питания. В качестве нуль-индикатора используется гальванометр. Измерение ионизационного тока сводится к измерению напряжения компенсации и времени компенсации при известном значении емкости  $C$  [1].

Компенсация напряжения на емкости  $C$  может осуществляться вручную или автоматически. Разработано несколько вариантов автоматизированных устройств, работающих по методу Таунсенда с автоматизацией процесса компенсации и измерения времени компенсации или напряжения компенсации [2, 3, 4].

Один из вариантов автоматизированного устройства по схеме Таунсенда разработан во ВНИИМ для измерения ионизационных токов в диапазоне  $10^{-8} - 10^{-12}$  А для эталонной установки УЭДЭ-60-250. Учитывая особенности измерения на эталонной установке УЭДЭ-60-250, значение емкости  $C$  и напряжение компенсации задается перед началом измерений, а измеряемой величиной является время компенсации.

Автоматическое устройство для измерения постоянных токов  $10^{-8} - 10^{-12}$  А (рис. 1) состоит из виброэлектromетра, используемого в качестве нуль-индикатора, измерительной емкости — образцовых воздушных конденсаторов КВМ-2, проволочного потенциометра, усилителя УЭУ-109, реверсивного двигателя РД-9, устройства для измерения времени компенсации, состоящего из эмиттерного повторителя, пороговой схемы, схемы пересчета на 2, блока коммутации и пересчетного устройства, блока программы и устройства управления, где сосредоточены исполнительные эле-

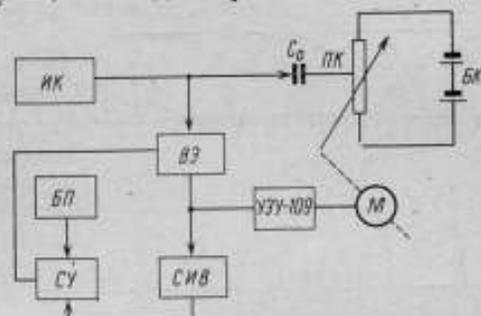


Рис. 1. Блок-схема автоматического устройства для измерения постоянных токов  $10^{-8} - 10^{-12}$  А

ИК — ионизационная камера; ВЭ — виброэлектromетр; БП — блок программы; СУ — схема управления; СИВ — схема измерения времени

менты: реле, шаговый искатель и индикатор ИН-2. В устройстве использованы виброэлектрометр для измерения токов  $10^{-8}$ — $10^{-12}$  А, пересчетное устройство ПП-15. Стандартная частота 1000 Гц, необходимая для измерения времени, поступает из лаборатории времени ВНИИМ. В устройстве могут быть использованы и другие приборы.

Измерения ионизационного тока производятся следующим образом. На основании ранее проведенных измерений токов выбирается нужное значение емкости  $C$  и величина напряжения компенсации, измеренная потенциометром ПВ-7. Сигнал с ионизационной камеры поступает на измерительную емкость и на виброэлектрометр через блок программы и блок управления, задающий число измерений от 1 до 10. С виброэлектрометра сигнал поступает на эмиттерный повторитель, а с него — на пороговую схему—триггер Шмидта, с выхода которого импульсы подаются на мультивибратор с одним устойчивым состоянием, нормализующим импульсы по амплитуде и длительности фронта. При достижении уровня сигнала на выходе виброэлектрометра порога срабатывания триггера последний выдает импульс, который через каскад пересчета на 2 и блок коммутации запускает пересчетное устройство и включает питание управляющей обмотки мотора. Начинается процесс компенсации.

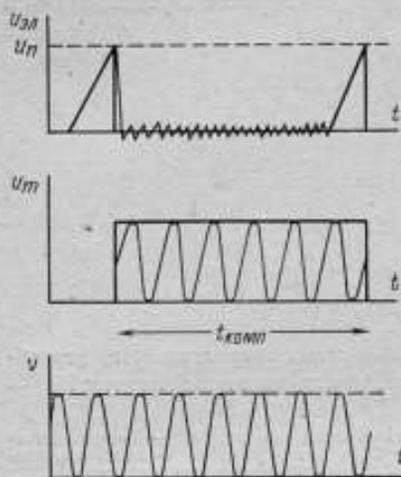


Рис. 2. Временная диаграмма работы автоматического устройства  $u_{д}$  — порог срабатывания триггера Шмидта;  $u_{эл}$  — напряжение на виброэлектрометре;  $u_{тп}$  — напряжение на триггере Шмидта;  $t$  — время компенсации;  $\nu$  — стандартная частота 1000 Гц

Управляющая обмотка реверсивного двигателя РД-09 подключена к входу виброэлектрометра через усилитель УЭУ-109. Ось реверсивного двигателя соединена с движком потенциометра, на который подано компенсационное напряжение от батарей. Измерение времени компенсации осуществляется путем счета периодов эталонной частоты 1000 Гц, подаваемой на пересчетное устройство. В процессе компенсации сигнал на входе виброэлектрометра автоматически поддерживается около нуля. Сигнал рассогласования, управляющий скоростью вращения реверсивного двигателя РД-9, пропорционален скорости нарастания измеряемого заряда в течение всего времени компенсации. Процесс компенсации прекращается, как только движок потенциометра перейдет в крайнее положение, ограниченное концевым выключателем, и соответствующим образом

щее нулевому компенсационному напряжению. Через реле обесточивается управляющая обмотка реверсивного двигателя. При отсутствии компенсирующего напряжения на виброэлектрометре наблюдается рост сигнала, и по достижении порога срабатывания триггера Шмидта появляется второй импульс с блока пересчета на 2, который останавливает пересчетное устройство и включает через реле питание управляющей обмотки мотора, обеспечивающее возврат потенциометра в исходное положение. Работа автоматического устройства поясняется временной диаграммой, представленной на рис. 2. Импульсом сброса пересчетного устройства запускается блок управления, который вырабатывает сигнал запуска устройства. Когда заданная программа исчерпана, реле разблокируется, и устройство автоматически выключается.

Устройство обладает преимуществом, по сравнению со схемами, в которых используется отрицательная обратная связь. Обычно в таких схемах существует только одно значение напряжения компенсации, и его необходимо постоянно контролировать. В описываемом устройстве для напряжения компенсации может быть задано любое значение от 0,5 до 10 В, т. е. может быть выбран оптимальный режим измерения. К недостаткам устройства следует отнести отсутствие автоматического выбора значения образцовой емкости.

Стабильность работы устройства была проверена ионизационной камерой постоянного объема для измерения  $\beta$ -излучения с источником  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ . Среднее значение ионизационного тока, измеренное за несколько дней, составляло  $(8,48 \pm 0,01) \cdot 10^{-12}$  А. Средняя квадратическая погрешность измерения тока не превышает 0,11%.

В заключение следует отметить, что разработанное устройство используется в эталонной установке УЭДЭ-60-250 ВНИИМ. Применение его позволило автоматизировать процесс измерений экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией фотонов 60—250 кэВ и уменьшить погрешность воспроизведения единицы экспозиционной дозы от 1,5 до 1% за счет исключения субъективных погрешностей в процессе измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. Изд-во технико-теоретич. лит., 1957.
2. Rapport du Directeur sur L'Activite et la Gestion du Bureau International. I.IX. 1963 — I.XI. 1964.
3. Антонова Д. И., Рождественская Т. Б. Методы и средства обеспечения единства измерения малых постоянных токов в диапазоне  $10^{-15}$  —  $10^{-10}$  а. «Измерительная техника», 1970, № 4.
4. Cloos O., Heigwer G. Nucl. Instr. and Meth., v. 91, N 4, p. 633—635, 1971.

Поступила в редакцию  
6.03. 1972 г.

ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕНОСА ФОТОНОВ  
ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В экспериментальной газодинамике, баллистике, дефектоскопии и медицинской диагностике широко применяются импульсные рентгеновские аппараты. Импульсное рентгеновское излучение, создаваемое такими источниками, отличается большой интенсивностью в импульсе, высокой частотой повторения импульса — до 10 кГц при длительности импульсов от  $10^{-8}$  до  $10^{-3}$  с. Особенности импульсного рентгеновского излучения требуют от детектора достаточной временной разрешающей способности и изменяемой чувствительности с тем, чтобы иметь возможность перекрыть широкий диапазон потоков (5—6 порядков) и обеспечить высокую интенсивность в импульсе. Этим требованиям наиболее полно отвечает сцинтилляционный детектор. Была исследована возможность применения этого детектора для измерения переноса фотонов импульсного рентгеновского излучения. Рассмотрим требования, которым должен удовлетворять детектор для измерения переноса фотонов.

Сигнал с выхода детектора может быть описан соотношением

$$Q = \int_0^{E_{\max}} f(E) W(E) \bar{A}(E) dE, \quad (1)$$

где  $f(E)$  — спектр рентгеновского излучения;  $W(E)$  — вероятность взаимодействия фотонов с детектором;  $\bar{A}(E)$  — средняя величина сигнала, создаваемая фотоном с энергией  $E$ .

Очевидно, что для измерения переноса фотонов в импульсе необходимо иметь детектор с постоянной чувствительностью, т. е.

$$K(E) = W(E) \bar{A}(E) = \text{const} = \sigma. \quad (2)$$

В этом случае сигнал пропорционален числу фотонов в импульсе

$$Q = \sigma \int_0^{E_{\max}} f(E) dE. \quad (3)$$

Для сцинтилляционного детектора выражение  $W(E) \bar{A}(E)$  в случае параллельного потока фотонов и постоянной конверсионной эффективности может быть записано следующим образом:

$$K(E) = W(E) \bar{A}(E) = K (1 - e^{-\mu d}) \frac{\mu_0}{\mu} E, \quad (4)$$

где  $K$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от режима работы ФЭУ и конверсионной эффективности сцинтиллятора;  $d$  —

толщина сцинтиллятора;  $\mu_a$  — линейный коэффициент поглощения фотонного излучения в сцинтилляторе;  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления в сцинтилляторе;  $E$  — энергия фотонов.

Расчетная зависимость чувствительности  $K(E)$  от энергии для пластмассовых и неорганических сцинтилляторов различных толщин показана на рис. 1 и 2. Как видно из рисунков, изменения толщины сцинтиллятора не обеспечивают получение постоянной чувствительности детектора. В этой связи были проведены измерения

$K(E)$ , атн.ед.

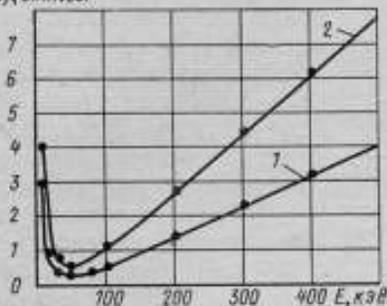


Рис. 1. Зависимость расчетной чувствительности детектора с пластмассовым сцинтиллятором толщиной 0,5 (кривая 1) и 1 (кривая 2) см (полистирол с П-терфинилом и Порор) от энергии

$K(E)$ , атн.ед.

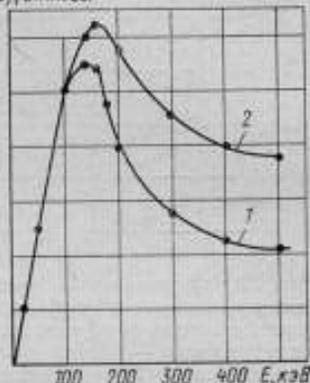


Рис. 2. Зависимость расчетной чувствительности детектора с неорганическим сцинтиллятором CsI (Тl) толщиной 0,5 (кривая 1) и 1 (кривая 2) см от энергии

чувствительности ФЭУ-53 к рентгеновскому излучению [2]. Измерения проводились на эталонных установках для воспроизведения единицы мощности экспозиционной дозы в диапазоне энергий 20—60 и 60—250 кэВ.

Переход от дозы к потоку фотонов осуществлялся с помощью известных соотношений, связывающих поток фотонов определенной энергии с создаваемой им дозой [3]

$$E_f = \frac{55 \cdot 10^9}{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_a} \text{ фот}/(\text{P} \cdot \text{см}^2), \quad (5)$$

где  $\frac{\mu_a}{\rho}$  — массовый коэффициент поглощения энергии в воздухе,  $E_f$  — поток фотонов на  $\text{см}^2$ , необходимый для создания дозы в 1 P в воздухе;  $E$  — энергия фотонов в кэВ.

Справедливость соотношения (5) для непрерывного спектра рентгеновского излучения с эффективной энергией  $E$  подтверждается совпадением расчетных данных чувствительности пластмассовых сцинтилляторов для моноэнергетического излучения с эксперимен-

тальными, определенными для рентгеновских спектров с граничной энергией от 20 до 250 кэВ (рис. 3). Зависимость чувствительности ФЭУ-53 от эффективной энергии спектра приведена на рис. 4. Как видно из рис. 4, в области энергий 10—50 кэВ наблюдается увеличение чувствительности за счет полного фотоэлектрического поглощения фотонов. Для коррекции чувствительности ФЭУ-53 в области энергий 10—50 кэВ был применен медный сетчатый фильтр толщиной  $d = 0,2$  мм с коэффициентом пропускания  $\alpha = 0,08$ . Благодаря этому фильтру чувствительность детектора остается постоянной в пределах  $\pm 15\%$  в диапазоне эффективных энергий 10—120 кэВ (рис. 4). Таким образом, детектор с подобной чувствительностью может применяться для измерения переноса фотонов от импульсных рентгеновских трубок с напряжением на аноде до 200 кВ.

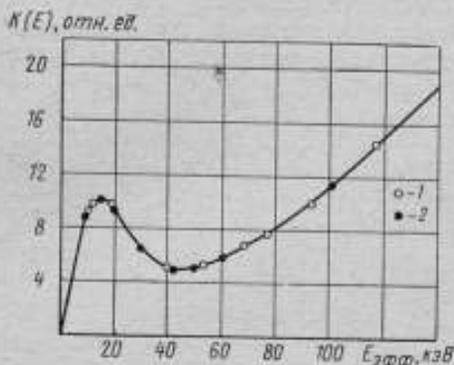


Рис. 3. Зависимость чувствительности сцинтилляционного детектора от эффективной энергии рентгеновского излучения (сцинтиллятор — полистирол с добавками П-терфинила и Ророр) толщина  $h = 10$  см 1 — экспериментальные и 2 — расчетные точки

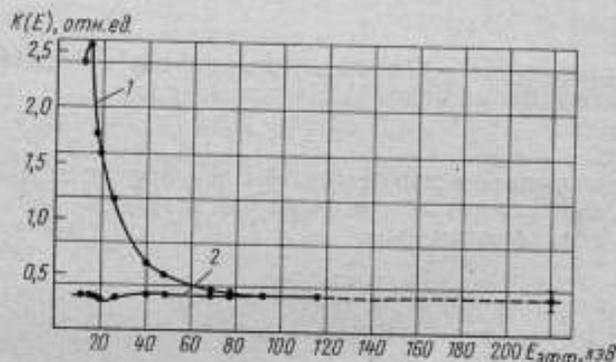


Рис. 4. Зависимость чувствительности детектора переноса фотонов от эффективной энергии рентгеновского излучения 1 — ФЭУ-53; 2 — ФЭУ-53 и фильтр Cu ( $d = 0,2$  мм  $\alpha = 0,08$ )

Абсолютная чувствительность детектора переноса фотонов на ФЭУ-53 составляет  $(1,0 - 1,5) \cdot 10^{-20}$  Кл·м<sup>2</sup>/фот. Она колеблется в зависимости от интегральной чувствительности фотоумножителя.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. Ф. Дозиметрия фотонного излучения. Изд-во стандартов, 1970.

2. Арсаев М. И., Сулимова Н. Е., Шекин К. И. О чувствительности фотоэлектронных умножителей к рентгеновскому и гамма-излучениям, «ПТЭ», 1963, № 4.

3. Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла, Изд. иностр. лит., 1958.

Поступила в редакцию  
8.06. 1972 г.

УДК 539.164.073.086

*Е. Г. ТЮРИН, Ю. Ф. ХИМЕРИК*

Киевский завод «Радиоприбор»

### МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ДЛЯ ГРАДУИРОВКИ И ПОВЕРКИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ДОЗИМЕТРОВ

Поверка дозиметрических приборов, в том числе индивидуальных дозиметров, производится методом образцового источника или методом образцового прибора.

Метод поверки по образцовому источнику заключается в том, что детектор поверяемого прибора размещается в поле коллимированного пучка  $\gamma$ -излучения так, чтобы центральный луч пучка проходил через его центр. Мощность экспозиционной дозы, создаваемой образцовым  $\gamma$ -источником в месте расположения центра детектора сравнивается с показанием поверяемого прибора. Для поверки дозиметров с помощью этого метода необходима следующая аппаратура: образцовые радиоактивные источники 1-го или 2-го разряда, обеспечивающие создание требуемых мощностей экспозиционных доз (в зависимости от поверяемых приборов) и поверочная установка с типовым коллиматором (УПГД-1М).

Поверка по образцовому прибору осуществляется путем сравнения показаний поверяемого и образцового приборов в поле  $\gamma$ -излучения. Для этой цели применяются поверочная установка с направленным пучком  $\gamma$ -излучения, обеспечивающая создание требуемой мощности экспозиционной дозы (возможно применение поверочных установок с использованием групповых источников, а также установок, создающих диффузные поля  $\gamma$ -излучения) и образцовый дозиметрический прибор 1-го или 2-го разряда, обеспечивающий измерение соответствующих физических величин (см. рисунок).

Основную погрешность поверяемого прибора  $\delta$ , согласно ГОСТ 12518-67, определяют по формуле

$$\delta = \sqrt{\delta_0^2 + \delta_{cl}^2}$$

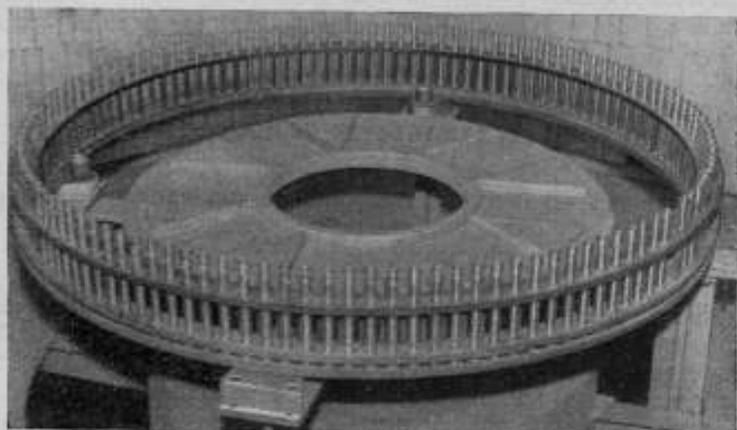
Здесь  $\delta_o$  — погрешность образцового прибора или образцового источника (взятая из свидетельства);  $\delta_{ca}$  — случайная погрешность поверяемого прибора

$$\delta_{ca} = \sqrt{\frac{\sum_1^n (\delta p_i)^2}{n(n-1)}} \cdot 100\%,$$

где

$$\delta p_i = (p_n - p_o) \frac{1}{p_o};$$

$n$  — число измерений;  $p_n$  и  $p_o$  — мощность экспозиционной дозы,



Образцовый дозиметр

измеренная поверяемым и образцовым приборами (при образцовом источнике — расчетное значение мощности экспозиционной дозы).

Погрешность образцовых приборов 2-го разряда не должна превышать  $\pm 7\%$ , погрешность рабочих приборов — значений, указанных в технических условиях.

При использовании диафрагмированного пучка  $\gamma$ -излучения одновременно можно облучить не более 10 дозиметров при расстоянии их 1 м от источника. Для облучения индивидуальных дозиметров ДКП-50 дозой 40 Р от источника в 3—5 Ки потребуется 5—10 ч, а для облучения на расстоянии 1,5 м—10—20 ч.

При серийном производстве индивидуальных дозиметров производится их градуировка с последующей ее проверкой ОТК, поэтому производительность, получаемая при использовании метода образцового источника, является слишком малой. Использование установок с диффузным полем при производстве дозиметров вообще не представляется возможным из-за малого рабочего объема уста-

новки. Таким образом, для повышения производительности труда при градуировке и поверке индивидуальных дозиметров ДКП-50 потребовалось создание специальной установки — дозиметрической камеры с кольцевой геометрией облучения.

Камера представляет собой круглое помещение диаметром 4,5 м с бетонными стенами толщиной 1 м. Вход в камеру через лабиринт, который закрывается стальной дверью, залитой свинцом. Дверь подвешена на монорельсе вместе с мотором, с помощью которого она открывается. В центре камеры расположен свинцовый контейнер с радиоактивным источником из  $^{60}\text{Co}$ . Источник из контейнера поднимается на штоке с помощью электромотора. Шток выполнен в виде рейки со стаканом, в который вставляется источник в технологической капсуле из нержавеющей стали. Капсула выполнена в виде бочонка с толщиной стенки 2 мм и завинчивается на резьбе. Стакан закрывается свинцовой пробкой, которая поднимается и опускается вместе со штоком.

Дозиметры облучаются в специальной текстолитовой кассете, установленной в центре камеры на четырех стойках на расстоянии 1,2 м от пола. Кассета представляет собой кольцо радиусом 0,5 м с отверстиями для дозиметров. При облучении дозиметров источник поднимается из контейнера на штоке и устанавливается по центру кассеты. В остальное время источник хранится в контейнере, обеспечивающим защиту персонала при установке и снятии облученных дозиметров.

Управление источником осуществляется дистанционно с пульта управления. Положение его фиксируется загоранием сигнальной лампочки и срабатыванием автоматического сигнализатора СД-1М. Дверь в камеру заблокирована так, что при поднятом источнике она не открывается. При открытой двери источник также нельзя поднять из контейнера.

*Облучение дозиметров в камере осуществляется следующим образом.* В текстолитовой кассете устанавливается 125 дозиметров ДКП-50. Для облучения их дозой в 40 Р от источника  $^{60}\text{Co}$  активностью 20—30 Ки требуется 15—20 мин. Время облучения можно уменьшить, увеличив активность источника. Можно облучать дозиметры в двух кассетах, установленных одна над другой так, чтобы источник располагался между центрами ионизационных камер верхнего и нижнего ряда дозиметров.

Время облучения контролируется по секундомеру, установленному на пульте управления. По истечении времени облучения нажимается кнопка сброса источника. Время сброса, равное 0,5 с и время подъема, равное 3 с, составляет менее 0,3% от основного времени облучения. При необходимости это время можно учесть в процессе градуировки камеры.

*Аттестация кольцевой камеры.* Поле  $\gamma$ -излучения вокруг источника равномерно по окружности, центр которой совпадает с положением источника. Однако детекторы образцовых приборов и ионизационная камера индивидуального дозиметра имеют цилин-

дрическую форму разных диаметров и занимают объем с неравномерным полем по мощности дозы. Поэтому необходимым условием аттестации установки является идентичность камер образцового прибора и индивидуальных дозиметров как по форме, так и по размерам. Таким требованиям в некоторой степени удовлетворяет камера образцового дозиметра ДИМ-60 объемом  $5 \text{ см}^3$ , однако она не охватывает необходимый диапазон мощностей доз. Использование же камеры ДИМ-60 объемом  $800 \text{ см}^3$  может привести к дополнительным погрешностям, обусловленным усреднением камерами ДИМ-60 и, например, ДК-02 различных по мощности дозы полей облучения. Для аттестации кольцевой дозиметрической камеры целесообразно использовать индивидуальные дозиметры, предварительно отградуированные по образцовому источнику.

При производстве индивидуальных дозиметров оптимальным является метод, при котором время облучения в кольцевой камере определяется по среднему показанию 100—150 контрольных приборов данного типа. Этот метод требует применения образцовых источников активностью 3—5 Ки, аттестованных по мощности экспозиционной дозы. Контрольные дозиметры проверяются на отсутствие утечки заряда по изоляции, повторяемость результатов облучения и предварительно градуируются на установке УПГД с помощью образцового источника. На основании многократных облучений выводится среднеарифметическое показание каждого дозиметра в отдельности, а также всего комплекта. Эти результаты принимаются за исходные. Затем дозиметры устанавливаются в кассету и облучаются в кольцевой камере. По результатам нескольких облучений определяется время, необходимое для получения тех же показаний, что и на УПГД.

Следует отметить, что метод сличения контрольных дозиметров с образцовым источником имеет ряд преимуществ перед методом образцового прибора, так как аттестация образцового источника, проводимая с большей точностью, чем образцового прибора, исключает нестабильность, присущую любому прибору.

Погрешность градуировки дозиметров ДКП-50 по  $\gamma$ -излучению в нормальных условиях не должна превышать  $\pm 10\%$  от конечного значения шкалы. В соответствии с ГОСТ 9763-67 погрешность образцовой аппаратуры не должна превышать  $1/3$  допускаемой погрешности испытуемого прибора. В этом случае при использовании образцовых приборов 2-го разряда, имеющих погрешность 5—7%, выполнение требований ГОСТ 9763-67 приводит к тому, что погрешность градуировки дозиметра возрастает до 15—21%. Кроме того, при каждой переаттестации образцового прибора, проводимой ежегодно, прибор может изменить свои показания, а вслед за прибором меняет свои показания (номиналы) и дозиметрическое оборудование, которое градуируется и поверяется этим прибором. Все это влечет за собой перестройку производственной системы, для которой каждое отклонение параметров от условного нуля приводит к увеличению брака приборов.

При использовании для градуировки описанной установки контрольных дозиметров и образцового источника 2-го разряда с погрешностью определения мощности экспозиционной дозы  $\pm 3\%$  получаем предельную погрешность аттестации кольцевой камеры, равную  $\pm 4\%$ , так как случайную составляющую общей погрешности можно свести к пренебрежимо малой величине путем достаточно большого числа измерений. Если учесть, что образцовые источники аттестуются один раз в три года, то поддержание требуемой мощности первоначально отградуированной дозиметрической кольцевой камеры не представляет труда.

Описанный метод с успехом применяется в течение нескольких лет и является единственно возможным при серийном производстве дозиметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. Ф. Дозиметрия фотонного излучения. Изд-во стандартов, 1970.
2. Юдин М. Ф. Методы и аппаратура для градуировки дозиметрических приборов. Стандартгиз, 1962.
3. ГОСТ 12518—67. Приборы дозиметрические для измерения экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы гамма-излучения с энергией квантов от 30 до 250 фДж, Изд-во стандартов, 1967.
4. ГОСТ 9763—67. Приборы электронные измерительные. Общие технические требования. Изд-во стандартов, 1967.
5. ГОСТ 16263—70. Государственная система обеспечения единства измерений. Метрология. Термины и определения. Изд-во стандартов, 1970.

Поступила в редакцию  
12.02. 1972 г.

УДК 539.165.073.088

В. В. ВАСИЛЬЕВ, И. А. УРЯЕВ  
ВНИИМ

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ МОЩНОСТИ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ОТ ПЛОСКИХ $\beta$ -ИСТОЧНИКОВ ЭКСТРАПОЛЯЦИОННЫМИ КАМЕРАМИ

Для точного измерения поглощенной дозы в тканезквивалентном веществе от достаточно сильных  $\beta$ -источников, активность которых превышает  $10^7$  расп/с, используются тканезквивалентные экстраполяционные ионизационные камеры [1, 4]. При определении мощности дозы непосредственно у поверхности плоского источника необходимо, чтобы диаметр измерительного электрода был равен или несколько меньше диаметра активной поверхности источника. Так как применяющиеся в настоящее время  $\beta$ -источники различаются своими размерами, необходимо иметь возможность изменять площадь измерительного электрода. Для этого удобнее

всего изготовлять его в виде концентрических колец, разделенных изолирующими бороздками, электрический контакт между которыми обеспечивается с помощью внешней колодки. Во ВНИИМ были изготовлены три камеры с электродами подобного типа диаметром от 20 до 80 мм (№ 1), диаметром от 10 до 40 мм (№ 2) и диаметром от 2 до 20 мм (№ 3). Описание первых двух камер можно найти в работах [2, 3]. Конструкция камер идентична, за исключением того, что в первых двух потенциальный электрод, представляющий собой органическую алюминизированную пленку толщиной  $7 \text{ мг/см}^2$ , крепится к камере с помощью плексигласовых втулок толщиной 10 мм и внутренним диаметром 80 и 40 мм соответственно, в то время как в третьей камере пленка натягивается с помощью обжимного кольца на наружную поверхность так, что между источником и камерой нет дополнительных деталей, рассеивающих  $\beta$ -частицы.

Мощность дозы определяется по формуле

$$P = k \frac{\epsilon \rho_m I T}{d S_{\text{эфф}} H},$$

где  $k$  — константа, значение которой определяется выбором системы единиц;  $\epsilon$  — энергия ионообразования для электронов в воздухе (33,8 эВ);  $\rho_m$  — отношение массовых тормозных способностей тканеэквивалентной среды и воздуха;  $I$  — ионизационный ток в камере;  $T$  — температура, в К;  $d$  — расстояние между электродами;  $S_{\text{эфф}}$  — эффективная площадь измерительного электрода;  $H$  — давление воздуха в камере.

Из двух способов определения величины  $I/d$  — графического (экстраполяция тока к нулевому значению  $d$ ) и аналитического (расчет по методу наименьших квадратов) — второй предпочтительнее вследствие однозначности результата и минимального значения погрешности. Источниками погрешности при расчете поглощенной дозы таким методом может быть неточное знание измерительного объема, обусловленное неточным определением следующих величин: эффективной площади измерительного электрода, изменения расстояния между электродами, а также между источником и камерой. Кроме того, измерение на криволинейном участке,  $I = I(d)$  может привести к разным значениям мощности дозы при измерениях для близких, но все же различных значений  $d$ . Погрешность может быть обусловлена также искажением потока первичных и вторичных электронов за счет введения в пространство между источником и камерой деталей, по составу отличных от воздуха. В настоящей работе не рассматриваются погрешности, обусловленные неточным определением величин  $I$ ,  $T$  и  $H$  и незначительные по сравнению с перечисленными, а также погрешности в определении констант, входящих в вышеприведенную формулу.

В эффективной площади измерительного электрода  $S_{\text{эфф}}$  заложена существенная неопределенность, так как неизвестно, какая часть ионизации, образованной в межэлектродных зазорах,

Таблица 1

Геометрическая площадь измерительного электрода, см <sup>2</sup>	Число соединенных колец плюс центральный круг	Площадь зазоров внутри электродов, см <sup>2</sup>	Ионизационный ток, А/м		
			при наличии зазоров	при зазорах с графитом	после очистки зазоров
2,536	5	0,419	$2,82 \cdot 10^{-11}$	$2,81 \cdot 10^{-11}$	$2,81 \cdot 10^{-11}$
0,764	3	0,121	$8,87 \cdot 10^{-12}$	$8,84 \cdot 10^{-12}$	—
0,142	1	0,020	$1,74 \cdot 10^{-12}$	$1,67 \cdot 10^{-12}$	$1,73 \cdot 10^{-12}$

собирается на измерительном электроде. Общепринято при наличии зазоров в расчете за  $S_{эфф}$  принимать сумму геометрической площади сплошного электрода и половины площади ширины зазора [1]. Однако работ, посвященных исследованию роли зазора при очень малых межэлектродных расстояниях нет, поэтому в каждом конкретном случае следует определять ее экспериментально. С этой целью на камере № 3, где разница между эффективной и геометрической площадью максимальна и в среднем равна 25% для всех комбинаций колец, проводились измерения ионизационного тока при заполненных графитом зазорах (чтобы омический контакт между кольцами возник и после очистки их). Результаты эксперимента представлены в табл. 1, в табл. 2 приведены значения диаметров электродов.

Таблица 2

Номер кольца	Диаметр кольца, мм	
	внутренний	наружный
1	—	2,081
2	2,63	4,549
3	5,087	7,057
4	7,590	10,613
5	11,233	14,434
6	15,251	19,392

Измерения тока проводились от плоского  $\beta$ -источника  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  активностью 7 мКи и площадью активной поверхности  $3 \text{ см}^2$  на расстоянии 30 мм от камеры. Для избежания ошибок в измерении тока при смене соединительных колодок определялся ток при пяти различных расстояниях между электродами (от 0,6 до 1,4 мм), результаты обрабатывались методом наименьших квадратов. Расстояние между источником и камерой после съема камеры и новой ее установки оставалось неизменным. Для контроля целостности графитового покрытия электродов после удаления его из зазоров было произведено дополнительное измерение, которое показало, что электроды не повреждены.

Как видно из табл. 1, все ионы, образовавшиеся в объеме внутренних зазоров, собираются на системе измерительных электродов. Таким образом, при определении  $S_{эфф}$  измерительного электрода при данных зазорах (от 0,28 до 0,46 мм) и межэлектродных расстояниях от 0,6 мм надо учитывать площадь внутренних зазоров. Что

касается наружного зазора, то наиболее вероятно, что половина ионов, образовавшихся в его объеме, собирается на внутреннем электроде, а половина — на внешнем (охранном).

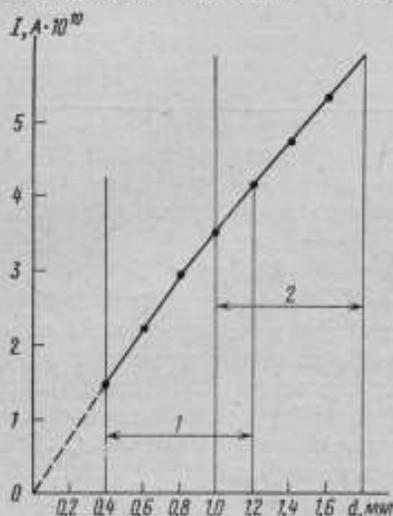


Рис. 1. Ионизационный ток от источника  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  в камере № 3 при  $r = 0$  мм

Погрешность за счет неточной установки расстояния между источником и камерой может быть в принципе доведена до сколь угодно малого значения, если устранить люфт в системе подъема источника. Ряд концентрических колец на столике для источника позволяет точно зафиксировать его положение на плоскости. Максимальная погрешность определения мощности поглощенной дозы за счет неточности установки расстояния и центровки источника относительно камеры составляла не более 1%.

Погрешность определения величины  $I/d$  на прямолинейном участке зависимости  $I = I(d)$  методом наименьших квадратов обусловлена неравномерным изменением объема, возникающим вслед-

ствие люфта механической системы подъема собирающего электрода. Исследования с помощью микрометра и измерения емкости системы электродов показали, что хотя значения  $\Delta d$ , измеренные через каждые 0,2 мм по лимбу с ценой деления 0,01 мм, различаются до 30% для камеры с наружным диаметром корпуса 30 см погрешность определения  $I/d$  может достигать не более 4%. При увеличении числа измерений эта погрешность может существенно уменьшиться.

Возможным источником погрешности при работе с экстраполяционными камерами могут явиться измерения на криволинейном участке зависимости  $I = I(d)$ . Уже отмечалась зависимость длины прямолинейного участка от соотношения площади активной поверхности источника и измерительного электрода и расстояния между источником и камерой [4]. Этот прямолинейный участок резко уменьшается при измерениях мощности поглощенной дозы непосредственно у поверхности источника. Как указывается в работе [4], при контактных измерениях с источником  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ , диаметром активной поверхности 7 мм и диаметром измерительного электрода 3,37 мм криволинейность наблюдалась на участке уже с 0,2 мм. Однако из-за наличия начального объема, местного пробоя между электродами и малого ионизационного тока часто приходится проводить измерения при минимальном расстоянии между электродами 0,4 — 0,5 мм.

Так как условия нашего эксперимента не позволяли работать с  $d < 0,4$  мм, то при контактных измерениях с вышеописанным источником  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  на камерах с площадью потенциального электрода  $S_{\text{эфф}} = 3 \text{ см}^2$  заметная кривизна наблюдалась уже в самом начале участка (рис. 1). При измерении с одинакового начального объема (область 2), который определялся по ионизационному току, значения мощности дозы, измеренные различными камерами, совпадают в пределах погрешности эксперимента, но могут отличаться до 15%, если проводить измерения не на начальном участке зависимости  $I = I(d)$ , а при расстояниях больше 1 мм.

Погрешности при работе с экстраполяционными камерами могут быть обусловлены также наличием вспомогательных деталей между источником и камерой, приводящих к искажению потока электронов. Как показали исследования, при наличии плексигласового вкладыша (рис. 2), служащего для крепления пленки в камере № 2, значение мощности дозы на некотором расстоянии от источника может изменяться до 10% по сравнению с измерениями без вкладыша.

Это было проверено путем измерений камерой № 3 с аналогичным вкладышем и без него (табл. 3). Сходимость результатов 2-й и 4-й колонок показывает, что при наличии вкладыша действительно повышается мощность дозы на больших расстояниях от источника, тогда как при контактных измерениях эти значения одинаковы в пределах погрешности измерения 2%.

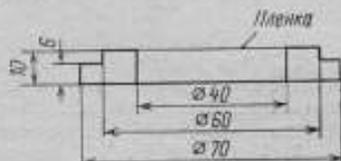


Рис. 2. Кольцо для крепления нижнего электрода

Таблица 3

Радиус, мм	Мощность поглощенной дозы (рад/ч), определяемая камерой		
	№ 2 с вкладышем	№ 3 без вкладыша	№ 3 с вкладышем
0	12 464	12 400	12 200
30	1 067	950	1 040
50	432	390	420
80	171	161	169

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1) При использовании электродов в виде колец с зазорами до 0,5 мм необходимо вычислять эффективную площадь электрода по формуле

$$S_{\text{эфф}} = S_{\text{геом}} + \sum S_{\text{ин. заз}} + \frac{1}{2} S_{\text{пар. заз}}$$

2) Расстояния между электродами желательнее измерять в вертикальном направлении микрометрическим устройством с ценой деления 0,001 мм или путем косвенных измерений методом определения емкости.

3) Для получения более точного результата контактные измерения желательнее проводить при  $d < 0,4$  мм.

4) При конструировании камер потенциальный электрод необходимо крепить таким образом, чтобы между источником и камерой не было вспомогательных деталей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Failla G, Radiology N 26, p. 202, 1937.
2. Аглинцев К. К., Кочина М. П., Уряев И. А. Установка с экстраполяционными камерами (УЭК) для измерения мощности дозы от плоских  $\beta$ -излучателей. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии», инф. сб. № 12 Изд-во стандартов, 1964.
3. Уряев И. А. Разработка и исследование методов и аппаратуры для измерения мощности поглощенной дозы  $\beta$ -излучения в тканезквивалентной среде. Автореферат диссертации. ВНИИМ, 1965.
4. Loevinger R., Rev. Sei. Instr., v. 24, p. 907, 1953.

Поступила в редакцию  
30.03. 1972 г.

УДК (539.122.164.074.3 : 621.318.3) : 621.383.624.08.

В. И. МЕЛЬНИЧЕНКО  
ВНИИМ

#### МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА ФОТОНОВ В ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1—1000 МэВ

Для метрологии ионизирующих излучений большой интерес представляют методы измерения дифференциальных характеристик, дающих наиболее детальное представление об излучении. Такие характеристики должны описывать поле излучения не только в пространстве и времени, но и учитывать распределение фотонов по энергиям. Например, если в пространстве фиксировать точку с координатами  $(r, \theta, \varphi)$ , в которой известно направление распространения фотонов, то для описания поля в некоторой малой окрестности этой точки можно ввести величину  $\Phi$  — перенос фотонов. По определению [1]

$$\Phi = \frac{dN}{da},$$

т. е. числу фотонов всех энергий, которые вошли в сферу исчезающего малого объема, деленному на площадь поперечного сечения этой сферы. Однако  $\Phi$  — интегральная величина по отношению к энергиям фотонов и не может полностью характеризовать излу-

чение в окрестности выбранной точки. Значит, следующим шагом к более детальному описанию поля должно быть дифференцирование переноса по энергиям фотонов:

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE_\gamma}, \quad (1)$$

или записывая в частных производных имеем

$$\frac{d}{dE_\gamma} \left( \frac{dN}{da} \right) = \frac{d}{da} \left( \frac{dN}{dE_\gamma} \right). \quad (2)$$

Но  $\partial N/\partial E_\gamma$  характеризует распределение фотонов по энергиям (или энергетический спектр), которое может быть исследовано различными методами. Таким образом, если известен энергетический спектр излучения, то, зная геометрические условия эксперимента и время измерения, можно легко получить все интегральные характеристики излучения.\* Рассмотрим методы измерения спектров тормозного излучения электронных ускорителей с целью выбора исходных средств для измерения дифференциальных характеристик излучения и воспроизведения их единиц в интервале энергий фотонов 1 — 1000 МэВ. Этот интервал представляет значительный интерес как для физиков, так и для инженеров, работающих с ускорителями электронов в различных областях техники. Достаточно сказать, что исследования спектров тормозного излучения на кристаллических мишенях в связи с возможностью получения квази-моноэнергетических фотонов, удобных для изучения фотоядерных реакций [2], дали новый толчок для совершенствования и создания различных спектрометров и целых измерительных комплексов (например [3]). Весьма интересны также исследования вблизи энергии связи нуклонов в ядре, для которых нужны фотоны с энергией около 10 МэВ. В этом же интервале лежит и область «гигантского» резонанса. Для измерения спектров тормозного излучения ускорителей могут быть применены многие методы, известные в  $\gamma$ -спектрометрии, однако надо учитывать некоторые особенности этого излучения, которые ограничивают использование целого ряда приборов, вполне пригодных для решения других задач. Прибор для спектрометрии тормозного излучения должен иметь простую и однозначную расшифровку аппаратурного спектра (несложный переход от аппаратурного спектра к истинному), хорошее энергетическое и временное разрешение, достаточно высокую эффективность,\*\* минимальную чувствительность к сопутствующему нейтронному излучению; высокую радиационную стойкость; возмож-

\* Аналогичные рассуждения можно привести для плотности потока фотонов, интенсивности и т. д.

\*\* Под эффективностью прибора (метода) будем понимать отношение числа фотонов, энергию которых удалось измерить, к полному числу фотонов, попавших в пределы чувствительного элемента прибора.

ность удобного перемещения для исследования пространственного распределения тормозного излучения. Для задач метрологии, кроме этих требований, необходимо, чтобы прибор, предназначенный для точных измерений дифференциальных характеристик и воспроизведения их единиц, был абсолютным в том смысле, что его спектральная чувствительность должна быть расчетной величиной. Энергетическая шкала такого прибора не должна градуироваться по каким-либо установкам или источникам.

#### Оценка энергетического состава пучка по функциям пропускания

Известно, что в условиях «хорошей» геометрии (рис. 1) ослабление интенсивности моноэнергетического пучка каким-либо материалом

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3)$$

где  $I_0$  — интенсивность излучения при  $x = 0$ ;  $I(x)$  — интенсивность излучения после его прохождения через материал толщиной  $x$ ;  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления излучения.

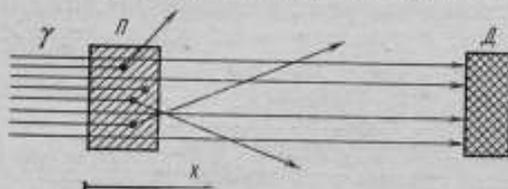


Рис. 1. Схема излучения функции пропускания при «хорошей» геометрии  
 П — поглотитель; Д — детектор

Величина  $I(x)/I_0 = F(x)$  называется функцией пропускания, а соответствующий ей график — кривой ослабления. В логарифмическом масштабе для моноэнергетического излучения

кривая ослабления — прямая линия, тангенс угла наклона которой равен коэффициенту ослабления  $\mu$ , зависящему от энергии фотонов. Эта зависимость для разных материалов известна с точностью 1—2%. Таким образом, измерив функцию пропускания, можно определить  $\mu$  и по известной зависимости  $\mu(E_\gamma)$  найти энергию фотонов. Однако если излучение немонотонное, экспериментальная кривая ослабления уже не будет прямой. Тогда следует проанализировать полученную кривую путем разложения ее на линейные составляющие, начиная разложение с наиболее высокоэнергетической компоненты. В том случае, когда спектр излучения непрерывный или содержит более двух-трех линий, по форме кривой ослабления можно лишь оценить энергетический состав пучка. Правда, имеются работы, в частности [5], где, используя кривую ослабления и вычислительный метод «максимального правдоподобия», были построены спектры немонотонного излучения. Однако пригодность подобного подхода для построения большинства реальных спектров тормозного излучения еще недостаточно изучена. Приведенный метод отличается простотой и доступностью, но он пригоден не для точных измерений, а лишь для грубых оценок

энергетического состава пучка тормозного излучения. На практике излучение со сложным спектральным составом характеризуют слоем половинного ослабления  $\Delta$  в соответствующем материале ( $\Delta$  — толщина поглотителя  $x$ , при которой  $I(x)/I_0 = 1/2$ ).

### Магнитные спектрометры

#### Комптоновский магнитный спектрометр.

Схема работы комптоновского магнитного спектрометра (КМС) представлена на рис. 2. Коллимированный пучок фотонов  $\gamma$  попадает на радиатор  $t$  — тонкую пластинку из полистирола (или другого органического соединения).

В этих спектрометрах используют органические радиаторы, чтобы свести к минимуму вероятность появления из него фотоэлектронов или электронов в результате образования пар. С помощью диафрагмы выделяют электроны отдачи из радиатора, вылетающие относительно центрального луча пучка фотонов в пределах углов  $\pm \alpha_0$ , и их состав анализируют с помощью магнитного спектрометра. Известно, что разрешение комптоновского спектрометра может быть выражено как [6]:

$$\eta = \frac{1}{4\rho_0} \sum_{i=1}^n (\Delta x_0)_i^2, \quad (4)$$

где  $\rho_0$  — радиус орбиты электрона, вылетающего из радиатора под углом  $\alpha_0 = 0$ ;  $(\Delta x_0)_i$  — вклад различных факторов в ширину изображения;  $n$  — число этих факторов (обычно 4–6).

Энергетическое разрешение спектрометра будет зависеть и от толщины радиатора. Действительно, относительный разброс в энергиях электронов, образованных в радиаторе, будет

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} \sim \frac{t}{E_e}, \quad (5)$$

где  $t$  — толщина радиатора, г/см<sup>2</sup>.

Подсчитано, что для получения разрешения 1% для  $E_\gamma \geq 1$  МэВ толщина радиатора не должна превышать 0,01 г/см<sup>2</sup>.

Если хорошо выбрать  $\alpha_0$ ,  $t$  и расстояние от мишени до радиатора, то влияние геометрических эффектов можно свести к минимуму. Однако энергетическое разрешение комптоновского спектрометра не может быть лучше, чем собственная ширина распределения ком

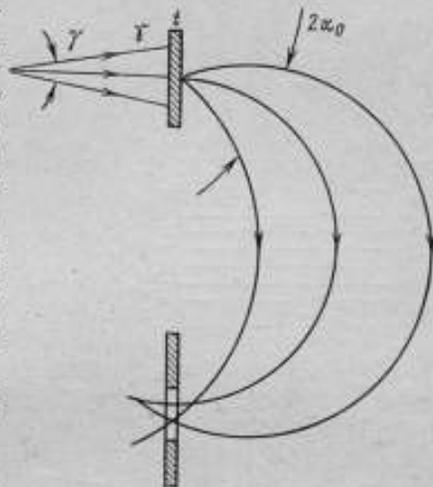


Рис. 2. Схема работы комптоновского магнитного спектрометра

птоновских электронов отдачи. Величина добавки  $\Delta E$ , обусловленная этой шириной, будет тем больше, чем больше атомный номер  $Z$  конвертора (радиатора). Это еще одна причина выбирать для этих спектрометров радиаторы с малым  $Z$ . Светосила комптоновского магнитного спектрометра практически линейно растет с энергией и для  $E_\gamma = 10$  МэВ достигает примерно  $6 \cdot 10^{-11}$  [7]. В связи с низкой чувствительностью магнитные спектрометры требуют тщательной радиационной защиты и принятия мер против рассеяния пучка фотонов. КМС имеют достаточно хорошие характеристики в интервале энергий фотонов от 0,5 до 20—25 МэВ. Существует несколько вариантов этих спектрометров, имеющих всевозможные усовершенствования (дополнительную фокусировку электронов на  $180^\circ$  [8, 9], с двумя магнитами — сепаратором и анализатором [10]), улучшающие их характеристики. Например, спектрометр [10] имеет для фотонов с энергиями выше 2,5 МэВ разрешение около 0,3% и светосилу порядка  $10^{-12}$ .

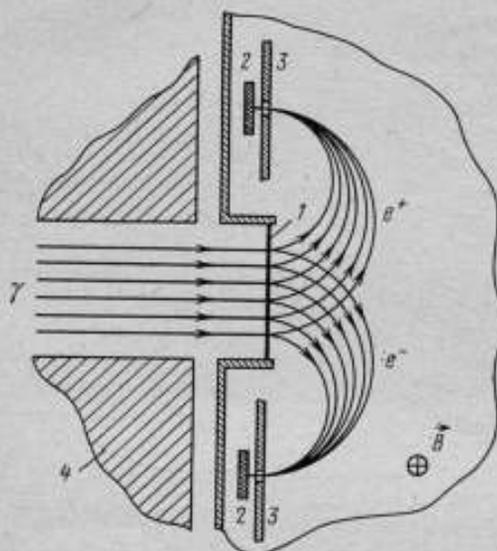


Рис. 3. Схема работы парного магнитного спектрометра

Схема работы парного магнитного спектрометра (ПМС) приведена на рис. 3. Коллимированный пучок фотонов попадает на радиатор 1, в котором сечение образования пар достаточно велико и хорошо известно. Электрон  $e^-$  и позитрон  $e^+$ , возникающие в результате эффекта образования пар, отклоняются в магнитном поле  $\vec{B}$  в противоположных направлениях и регистрируются детекторами 2, включенными в схему совпадений. Поверхности детекторов могут быть закрыты щелями 3 из материала, хорошо задерживающего электроны. При достаточно высокой энергии падающего фотона ее величина может быть выражена как

$$E_\gamma = E_+ + E_- + 2m_0c^2 \approx KB(\rho_+ + \rho_-) + 2m_0c^2, \quad (6)$$

где  $E_+$  и  $E_-$  — энергии позитрона и электрона;  $m_0$  — масса покоя электрона;  $c$  — скорость света;  $\rho_+$  и  $\rho_-$  — радиусы кривизны тра-

#### Парные магнитные спектрометры

екторий  $e^+$  и  $e^-$ ;  $B$  — индукция магнитного поля;  $K$  — коэффициент, зависящий от выбора единиц.

Заметим, что постоянство суммы  $(\rho_+ + \rho_-)$  будет выполняться с тем большей точностью, чем выше энергия фотонов  $E_\gamma$ .

Первый ПМС был построен Б. С. Желеповым в 1939 г. [11]. С тех пор был создан целый ряд приборов этого типа все более совершенной конструкции. Существует несколько путей улучшения характеристик парных магнитных спектрометров. В [12] показано, что при использовании изогнутых щелей перед счетчиками в диапазоне энергий фотонов 3—12 МэВ можно получить разрешение 1,0 — 0,8%. Вообще говоря, дальнейшее улучшение энергетического разрешения ПМС с одной парой детекторов путем уменьшения

Таблица 1

Литература	Область энергий фотонов, в которой работал спектрометр, МэВ	Энергетическое разрешение, % (в скобках — значение энергии фотонов (в МэВ))	Эффективность, в скобках — значение энергии фотонов МэВ, для которого приведена эффективность	Примечание
[14]	до 150	6—9	—	Приводится толщина радиатора 0,007—0,03 рад. ед. дл.; характеристики расчетные
[18]	до 50	3	—	Приводится толщина радиатора 0,015 рад. ед. дл. Регистрация компонент пар искровыми камерами; характеристики экспериментальные
[19]	40—200	1,5 (120) 2,3 (120)	$8 \cdot 10^{-3}$ (120) при $t_{\text{рад}} = 0,014$	Разница в разрешении из-за различной толщины радиаторов (верхняя строчка — $t_{\text{рад}} = 0,014$ рад. ед. дл.), (нижняя $t_{\text{рад}} = 0,1$ рад. ед. дл.); регистрация пар искровыми камерами; характеристики экспериментальные
[20]	2,5—10	3 (2, 7) 1,8 (9)	$2,6 \cdot 10^{-9}$ (2, 7) $1,1 \cdot 10^{-7}$ (9)	Одноканальный
[21]	2,5—18	3 (2, 7) 1,2 (9)	$3 \cdot 10^{-8}$ (2, 7) $5 \cdot 10^{-6}$ (9)	Семнадцатиканальный

площади щелей приводит к резкому падению эффективности. Одним из действенных средств увеличения эффективности является создание многоканальных систем [13—17]. Разумеется, что использование при этом щелей оптимальной формы перед каждым детектором позволит сделать прибор еще более качественным. В настоящее время в связи с развитием техники искровых камер появилась возможность существенно улучшить характеристики ПМС с однородным магнитным полем [18, 19]. В работе [19] авторы исследовали возможность использования в ПМС толстых (до 0,3 ед. рад. дл.) конверторов без существенного ухудшения энергетического разрешения, что позволило увеличить эффективность прибора до 1% для  $E_\gamma = 120$  МэВ. Другой путь улучшения характеристик ПМС — применение специальной формы магнитного поля. В [23] описан одноканальный спектрометр, в котором с помощью двойной фокусировки магнитным полем формы  $H = H_0/r \sin \theta$  были существенно улучшены все характеристики. В табл. 1 приведены сведения о некоторых наиболее интересных с нашей точки зрения парных магнитных спектрометрах.

Отметим, что измерения всех характеристик приведенных спектрометров проводились с использованием моноэнергетических фотонов, полученных из различных ядерных реакций, при этом применялась 180-градусная фокусировка в однородном поле. В работе [19] использовался метод выделения во времени узкого энергетического интервала в спектре тормозного излучения, впервые описанный в [24].

#### Сцинтилляционные спектрометры

Схема работы простейшего сцинтилляционного спектрометра представлена на рис. 4. В сцинтилляционном детекторе (сцинтилляторе)  $I$  под воздействием фотонов возникают вспышки люминесцен-

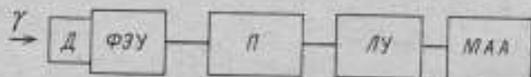


Рис. 4. Схема работы сцинтилляционного спектрометра

$D$  — детектор; ФЭУ — фотоэлектронный умножитель;  $P$  — предусилитель; ЛУ — линейный усилитель; МММ — многоканальный амплитудный анализатор

ции, которые регистрируются фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) 2. С выхода ФЭУ снимаются электрические импульсы, амплитуды которых пропорциональны энергиям фотонов. В дальнейшем импульсы усиливаются и анализируются соответствующей электронной аппаратурой. Однако простейшие сцинтилляционные спектрометры (с небольшим кристаллом) неприменимы для измерений спектров тормозного излучения в рассматриваемом интервале энергий фотонов, так как они имеют сложную форму аппаратурной ли-

нии, что существенно затрудняет расшифровку амплитудных спектров. Этот наиболее крупный недостаток сцинтилляционных спектрометров может быть частично устранен при создании таких спектрометров по специальным схемам. Остановимся на некоторых из них, наиболее пригодных для работы в рассматриваемом интервале энергий.\*

#### Двухкристальные комптоновские сцинтилляционные гамма-спектрометры

В схеме таких спектрометров содержится два детектора, расположенных определенным образом по отношению друг к другу и включенных в схему совпадений с линейным пропускателем. Если в основном кристалле (детекторе-анализаторе) регистрируемый фотон претерпел комптоновское рассеяние, а рассеянный фотон при этом попал в дополнительный детектор, то схема совпадений выдает импульсы на линейный пропускатель, пропускающий сигнал с основного кристалла в анализатор импульсов. Таким образом, с помощью описанной блок-схемы отбираются лишь процессы комптоновского рассеяния.

В принципе энергетическое разрешение такого спектрометра хуже, чем у однокристалльного, так как добавляется составляющая, связанная с геометрическим фактором (неточности в определении угла рассеяния). В таком варианте спектрометр может быть применен для измерения энергий фотонов не более 4 МэВ из-за возникновения ложных совпадений от аннигиляционных фотонов (аннигиляция позитрона), что приведет к добавочным пикам в спектре.

Имеются схемы комптоновских сцинтилляционных спектрометров со сложением импульсов и спектрометров с частичным подавлением парных пиков. Все эти спектрометры обеспечивают измерения лишь в начале рассматриваемого интервала энергий фотонов. Наилучшее разрешение, достигнутое в таких приборах, составляет около 11% (при  $E_{\gamma} \sim 1$  МэВ) при максимальной эффективности в несколько процентов.

#### Сцинтилляционные парные спектрометры

Сцинтилляционный парный спектрометр построен по трехкристальной схеме: центральный кристалл и два боковых. Коллимированный пучок фотонов попадает в центральный кристалл, где в результате образования пар возникают электрон, позитрон и два аннигиляционных фотона с энергией по 0,51 МэВ и углом между направлениями их распространения  $180^\circ$ . С помощью схемы тройных совпадений и линейного пропускателя с центрального сцинтилляционного детектора отбираются такие импульсы, которые сопровождаются импульсами с двух боковых детекторов. Таким образом, прибор отбирает только процессы образования пар и, следова-

\* В отечественной литературе имеется ряд работ, в которых достаточно полно описаны все существующие типы сцинтилляционных спектрометров, например [25, 26].

тельно, эффективность такого спектрометра будет пропорциональна сечению образования пар в материале сцинтиллятора. Для уменьшения фона от случайных совпадений необходимо хорошо коллимировать фотонный пучок, а также для каждого случая подбирать оптимальные размеры центрального и боковых кристаллов. Энергетическое разрешение таких спектрометров определяется качеством центрального детектора и для  $E_\gamma = 1$  МэВ может быть доведено до 3,5%, улучшаясь с ростом энергии фотонов. Эффективность при  $E_\gamma = 10$  МэВ достигает нескольких процентов [27]. Однако с ростом энергии фотонов существенно усложняется форма амплитудного распределения и использование таких спектрометров для фотонов с энергией  $E_\gamma > 10$  МэВ нецелесообразно.

Следует упомянуть еще спектрометр с защитой антисовпадениями, который также относится к многокристалльным. В [28] описан спектрометр, имеющий энергетическое разрешение  $\sim 3\%$  при  $E_\gamma = 8$  МэВ. Эти спектрометры имеют лучшую форму аппаратурной линии, чем однокристалльные с небольшим детектором, однако, как и описанные выше, они применимы только до энергий фотонов  $\sim 10$  МэВ.

#### Сцинтилляционные гамма-спектрометры полного поглощения (ССПП)

Для измерения спектров фотонного излучения с энергией  $> 10$  МэВ используют сцинтилляционные спектрометры с кристаллом больших размеров.\* Во всех рассмотренных ранее сцинтилляционных спектрометрах при больших энергиях становятся существенными утечки тормозного излучения и вторичных электронов. Поглощение энергии фотонов в сцинтилляторе большого объема происходит в результате всех взаимодействий. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра с полным\*\* поглощением энергии фотонов ничем не отличается от блок-схемы однокристалльного спектрометра (рис. 4).

Эти спектрометры наиболее часто применяют для измерений в пучках тормозного излучения. Например, Кох и др. [29] использовали ССПП для калибровки толстостенной ионизационной камеры, предназначенной для измерения интенсивности тормозного излучения бетатронов и синхротронов в интервале энергий 6—19 МэВ.

С помощью ССПП проводились также эксперименты по определению чувствительности квантометров [30, 31]. Показания квантометра сверялись с показаниями спектрометра при помощи камеры-свидетеля. Наилучшее разрешение, полученное на сцинтилляционных спектрометрах с большими кристаллами для энергий фотонов порядка 1 МэВ, составляет около 5% при практически стопроцентной эффективности (для NaJ (Tl)). При работе с ССПП необходимо

\* Диаметр  $60 \times 60$  мм<sup>2</sup> и более.

\*\* Полностью энергия фотона может поглотиться только в кристалле бесконечно больших размеров, поэтому правильнее здесь говорить о «почти полном поглощении».

тщательно защищать кристалл от фонового излучения, как фотонного, так и нейтронного. Кроме того, следует учитывать возможность локального окрашивания кристалла за счет радиационных повреждений, вследствие чего может ухудшиться энергетическое разрешение. Зависимость амплитуды импульса от энергии фотона близка к линейной вплоть до значений  $E_\gamma \sim 50$  МэВ. Для более высоких энергий применяются черенковские спектрометры.

### Черенковские спектрометры

В основе работы черенковского детектора (главной части спектрометра) лежит эффект, открытый и исследованный П. А. Черенковым и С. И. Вавиловым. Если частица движется в какой-либо среде со скоростью, большей фазовой скорости света в данной среде, то на своем пути она будет испускать число фотонов в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ , равное (по Тамму—Франку)

$$N(\nu) d\nu = \frac{2\pi (ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu, \quad (7)$$

или

$$N(\nu) d\nu = \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta_\nu d\nu \quad (8)$$

где  $\cos \theta_\nu = 1/\beta n_\nu$ ;  $\beta$  — скорость частицы, в единицах  $c$ ;  $n_\nu$  — показатель преломления среды;  $\theta_\nu$  — угол между направлениями испускания излучения и движения частицы.

В отличие от света люминесценции в сцинтилляторах черенковское излучение испускается значительно быстрее. Черенковские детекторы испускают свет только от частиц со скоростями, больше некоторой пороговой (например, электрон для возбуждения черенковского свечения в большинстве применяющихся материалов должен иметь энергию  $\sim 100$  кэВ) и, следовательно, менее чувствительны к малоэнергетичному фоновому излучению (обычно в 10 раз меньше, чем сцинтилляционные). Для измерения энергий фотонов в пучках тормозного излучения наиболее целесообразно применять черенковские спектрометры полного поглощения (ливневые спектрометры), аналогичные по устройству описанным ранее сцинтилляционным. Такой спектрометр имеет в своем составе черенковский детектор (радиатор), изготовленный из прозрачного материала и имеющий размеры, достаточные для полного поглощения всех частиц ливня, созданного первичным фотоном. К радиатору с помощью специально создаваемого оптического контакта примыкает один или несколько фотозлектронных умножителей, с выхода которых снимается сигнал, пропорциональный интенсивности вспышки черенковского излучения и, следовательно, энергии зарегистрированного фотона. Для оценок размеров ливней и соответствующего выбора необходимых размеров радиатора можно пользоваться различными приближениями каскадной теории [46]. Теоретический расчет характеристик ливневых спектрометров про-

веден в [47]. Практически на основе эффекта Вавилова—Черенкова построено много спектрометров, работающих в рассматриваемом интервале энергий фотонов. Для более полного представления характеристики некоторых из них приведены в табл. 2.

Таблица 2

Литература	Материал радиатора	Размеры (длина, диаметр), см	Коэффициент преломления	Разрешение				Примечание
				$E_{\gamma \text{ min}}, \text{ Мэв}$	$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}}, \%$	$E_{\gamma \text{ max}}, \text{ Мэв}$	$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}}, \%$	
[35]	Стекло	35,6×30,4	1,649	170	60	1000	50	Раднатор имеет форму параллелепипеда
[36]	»	18×10	1,649	160	30	390	30	
[37]	»	35×30	1,65	80	56	275	34	
[38]	»	17,8×30,5	1,649	43	100	96	52	
[39]	ТФ-1	22×28	1,65	60	47	190	29	
[40]	ЛФ-5	30×20×20	1,575	77	72	350	30	
[41]		14×14	2,2	200	26	300	26	
[42]		12×9,3	2,2	—	—	78	34	
[43]		91,5×30,5	1,46	47	41	217	20	
[44]	ТФ-1	35×30×30	1,65	100	38	600	15	
[45]	ТФ-6	14×14 (3)	2,3	100	27	1000	18	То же Раднатор имеет форму усеченного конуса

Следует заметить, что хотя энергетическое разрешение  $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma}$  у черенковских ливневых спектрометров на порядок хуже, чем у магнитных, размеры и вес последних растут пропорционально  $E_{\gamma}^{2-3}$ , в то время как размеры радиатора черенковского спектрометра растут по логарифмическому закону при эффективности регистрации, в принципе, достигающей 100%.

#### Другие методы измерения энергий фотонов

В этом разделе кратко освещены методы, которые достаточно широко применяются в  $\gamma$ -спектрометрии, однако мало пригодны для измерения спектров тормозного излучения в рассматриваемом интервале энергий.

#### Дифракционный метод

При прохождении через кристаллическую пластинку пучок фотонов при известных условиях дифрагирует, а поскольку условия дифракции зависят и от длины волны фотонов, то это позволяет определять их энергетический спектр. Существует несколько типов дифракционных спектрометров, однако только единственный

спектрометр с двумя плоскими кристаллами [48] пригоден для измерений энергии фотонов до 6—7 МэВ. Лучший из таких приборов [49] имеет в диапазоне энергий 0,05 — 6 МэВ разрешение 0,05 — 0,8% при максимально достигаемой светосиле  $\sim 4 \cdot 10^{-11}$ .

#### Измерение энергий фотонов по продуктам фотоядерных реакций

Энергию фотонов можно определять по энергии заряженных частиц, образующихся при фотоядерных реакциях. Наиболее удобна для практического использования реакция фоторасщепления дейтона, в результате которой образуются нейтрон и протон с практически одинаковыми энергиями. Эта реакция эндотермическая ( $Q = -2,23$  МэВ). Если энергия фотона  $E_\gamma$  мала по сравнению с массой покоя протона, то энергия протона связана с углом его вылета  $\theta$  относительно направления движения фотонов следующим образом:

$$E_p' = \frac{E_\gamma - |Q|}{2} + \sqrt{\frac{E_\gamma - |Q|}{4Mc^2}} E_\gamma \cos \theta, \quad (9)$$

где  $M$  — масса протона.

Энергетическое разрешение этого метода  $\Delta E_\gamma/E_\gamma$  определяется относительной шириной распределения протонов по энергиям. Показано, что

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{2\Delta E_p}{2E_p + |Q|} = \frac{\sqrt{2E_\gamma} \sqrt{1 - \frac{|Q|}{E_\gamma}}}{\sqrt{Mc^2}}. \quad (10)$$

С ростом энергии фотонов энергетическое разрешение ухудшается. Если  $E_\gamma \gg |Q|$ , то  $\Delta E_\gamma/E_\gamma \sim \sqrt{2E_\gamma/30}$ , где  $E_\gamma$  выражена в МэВ. При  $E_\gamma = 20$  МэВ разрешение будет составлять  $\sim 20\%$ .

Эффективность этого метода определяется сечением фоторасщепления дейтонов, которое имеет величину около 2 мбарн при  $E_\gamma = 4$  МэВ. Легко подсчитать, что, например, в ионизационной камере объемом 200 см<sup>3</sup>, заполненной дейтерием при давлении 10 атм, будет происходить около  $2 \cdot 10^{-4}$  фоторасщеплений в секунду в то время как электронов в газе и стенках будет в  $10^4$  раз больше. Правда, подбирая размер камеры и давления газа, можно существенно подавить этот фон, однако использовать камеру имеет смысл для небольших энергий фотонов (3—4 МэВ), т. е. при большом отличии удельных потерь энергии протонами и электронами. Одно из немногих преимуществ этого метода — возможность регистрации фотонов с  $E_\gamma > 2,23$  МэВ на фоне интенсивного излучения с меньшей энергией.

### Метод полупроводникового спектрометра

Полупроводниковые спектрометры (ППС) являются очень перспективными и одними из самых распространенных в  $\gamma$ -спектрометрии. ППС состоит из полупроводникового детектора (ППД) с источником питания и усилительно-регистрирующего тракта.

Процесс регистрации фотона в ППД принципиально не отличается от процесса регистрации его в газовой ионизационной камере (иногда ППД называют «твердой ионизационной камерой»). Однако технология изготовления полупроводникового детектора достаточно сложна и требует особой тщательности. В настоящее время изготовлены ППД, чувствительные объемы которых достигают нескольких десятков кубических сантиметров. Чтобы реализовать хорошее энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов, для работы с ними необходимы предусилители и усилители с минимально возможным уровнем собственных шумов. Существуют предусилители с уровнем шумов порядка 100—200 эВ. В лучших ППС для фотонов с энергией порядка 3 МэВ получено разрешение 2—5 кэВ, что составляет около 0,1%. Эффективность полупроводниковых спектрометров определяется чувствительным объемом детектора.

Описываемые спектрометры имеют ряд существенных недостатков к основным из которых относятся:

- 1) сложная форма амплитудного распределения при регистрации моноэнергетического излучения, а следовательно, и трудная расшифровка непрерывного спектра;
- 2) необходимость глубокого охлаждения при работе и хранения особенно при использовании литий — дрейфовых детекторов);
- 3) низкая радиационная стойкость.

Указанные недостатки могут быть частично устранены применением специальных схем построения спектрометров (например, работа в совпадении или антисовпадении с кристаллами NaJ (Tl) использование жестко коллимированных и ослабленных пучков фотонов и т. д.), однако применение полупроводниковых спектрометров для спектрометрии тормозного излучения электронных ускорителей в настоящее время нецелесообразно.

### Заключение

Анализ литературных данных показывает, что для всего рассматриваемого интервала энергий фотонов наиболее пригодны три типа спектрометров: парный магнитный, сцинтилляционный и черенковский полного поглощения. Каждый из них целесообразно использовать в различных участках интервала в зависимости от поставленной задачи с учетом их характеристик и возможностей.

Эффективность парного магнитного спектрометра зависит от сечения образования пар в материале радиатора, числа каналов и формы магнитного поля, но даже в лучшем случае не может превышать 1% без существенного ухудшения других характеристик. Энергетическое разрешение ПМС может быть доведено до 0,2—0,3%

(см. табл. 1), что значительно лучше, чем у сцинтилляционного или черенковского спектрометров. Временное разрешение ПМС определяется быстродействием схем совпадений и детекторов, регистрирующих компоненты пары, и в принципе может составлять  $10^{-9}$  —  $10^{-10}$  с. Следует добавить, что энергетическую шкалу ПМС не нужно градуировать по каким-либо другим приборам, измеряющим энергию фотонов или радиоактивным источником, что весьма существенно для создания на их основе эталонных установок, воспроизводящих дифференциальные характеристики излучения. ПМС могут с успехом работать практически во всем интервале энергий фотонов в пучках достаточно высокой интенсивности. Их применение особенно целесообразно, если спектр тормозного излучения имеет сложную форму (например, квазилинейчатый и т. п.).

Сцинтилляционный спектрометр полного поглощения имеет эффективность, близкую к 100%, и энергетическое разрешение порядка 5%. Однако временное разрешение для таких спектрометров (в основном использующих неорганические кристаллы) не может быть лучше  $10^{-7}$  с, что ограничивает их использование при работе с большими потоками фотонов.

3. Эффективность черенковского спектрометра (ливневого ЛС) также близка к 100%, однако энергетическое разрешение его немного хуже, чем у ССПП. Временное разрешение может иметь величину порядка  $10^{-9}$  с.

Сцинтилляционный спектрометр поглощения и ливневый спектрометр требуют калибровки энергетической шкалы, которая может быть проведена с помощью электронных пучков известной энергии или другими способами.

В заключении укажем, что основным прибором эталонного комплекса для воспроизведения единиц дифференциальной интенсивности или дифференциального переноса в рассматриваемом интервале энергий фотонов должен быть парный магнитный спектрометр, как удовлетворяющий большинству указанных требований. Проградуированные по нему сцинтилляционные или черенковские спектрометры могут использоваться на последующих ступенях поверочных схем.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Radiation Quantities and Units. ICRU Report 19, 1971.
2. Ueberall H. Phys. Rev. 103, 1055, 1956.
3. Annual Report, 1970. Institute for Nuclear Study Univ. of Tokyo.
4. Хвольсон О. Д. Курс физики, т. 1, ГИИТЛ, 1933.
5. Fabian H. U., Nemsmann U. Atomkernenergie, 2, 143, 1970.
6. Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Атомиздат. 1969.
7. Groshov L. V., Adyasevich B. P., Demidov A. M. Исследование гамма-излучения, испускаемого ядрами при захвате тепловых нейтронов. В сб. «Доклады советской делегации на международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955 г. «Физические исследования». Изд. АН СССР, 1955.

8. Дзелепов Б. С., Орбели М. Л. О  $\gamma$ -спектрометрии по комптоновским электронам. ДАН СССР, 62, 1948.
9. Дзелепов Б. С., Жуковский Н. Н. и Хольнов Ю. В. Ритрон —  $\gamma$ -спектрометр, использующий электроны отдачи. Изв. СССР, сер. физ., 18, 1954.
10. Грошев Л. В., Демидов А. М., Луценко В. Н. и Малов А. Ф. Магнитный  $\gamma$ -спектрометр с высокой разрешающей способностью. Изв. АН СССР, сер. физ., 24, 1960.
11. Дзелепов Б. С. Новый метод измерения жестких  $\gamma$ -лучей. ДАН СССР, 23, 1939.
12. Bartolomew G. A. et al. *Canad. J. Phys.*, 38, 194, 1960.
13. Rapofsky W. W. et al. *Phys. Rev.*, 81, 565, 1951.
14. Баюков Ю. Д., Козодаев М. С., Марков А. А., Синаев А. Н., Тяпкин А. А. Многоканальный парный гамма-спектрометр. «ПТЭ», 1958, № 6.
15. Адо Ю. М., Беловиц К. А., Столяров С. Н. Спектр тормозного излучения электронов с энергией 260 МэВ. «Атомная энергия», 1962, вып. 3, № 12.
16. Mead G. D. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 35, 708, 1964.
17. Balzer R. et al. *Helv. Phys. Acta*, 31, 328, 1958.
18. Leslie I. R., Main I. G. *Nucl. Instr. Meth.*, 47, 345, 1967.
19. Голубничий П. И., Курдадзе Л. М., Николенко Д. М., Онучин А. П., Попов С. Г., Сидоров В. А. Магнитный парный спектрометр высокой эффективности. АН СССР, 1968.
20. Kinsey B. V., and Bartolomew G. A. *Canad. J. Phys.*, 31, 537, 1953.
21. Knoepfel H. und and. *Z. Phys.*, 156, 293, 1959.
22. Alburger D. E. *Rev. Sci. Instr.*, 27, 991, 1956.
23. Balzer R. et al. *Helv. Phys. Acta*, 40, № 3, 1967.
24. Weil I. W., Daniel B. D. *Phys. Rev.*, 92, 391, 1953.
25. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. Атомиздат, 1963.
26. Вартанов Н. А., Самойлов П. С. Практические методы сцинтилляционной спектрометрии. Атомиздат, 1964.
27. Белов О. Х., Вартанов Н. А., Евтушенко В. Ф., Коретников А. М., Самойлов П. С., Стругарев Ю. Н. Трехкристальный парный спектрометр с улучшенной светосилой. В сб. «Монокристаллы, сцинтилляторы и органические люминофоры». Вып. 5, 1970.
28. Huynh V. D. et al. *Nucl. Instr. Meth.*, 36, 29, 1965.
29. Koch H. W. et al. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1, 199, 1956.
30. Pruitt J. S., Domen S. R. *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 68A, 6, 703, 1964.
31. Коптев В. П., Круглов С. П., Суворов В. М., Филимонов Е. А. Калибровка квантометра при помощи сцинтилляционного гамма спектрометра. «ПТЭ», № 5, 1967.
32. Ziegler V. et al. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 6, 11, 1961.
33. Череватенко Г. А. Исследование дозиметрических и спектрометрических характеристик тормозного излучения электронных ускорителей. Диссертация ХГУ им. А. М. Горького, 1966.
34. Cassels J. M. et al. *Proc. Phys. Soc.*, A 70, 405, 1957.
35. Brabant J. M. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 28, 421, 1957.
36. Swartz C., De Wirk J. *Phys. Rev.*, 98, 1164, 1955.
37. Filosofo I. *Nuovo Cimento*, 6, 701, 1957.
38. Fisher J. et al. *Phys. Rev.*, 109, 533, 1958.
39. Грушин В. Ф., Запевалов В. А., Лейкин Е. М. Черенковский гаммаспектрометр полного поглощения. «ПТЭ», № 2, 1960.
40. Dupaitsev A. F. et al. *Nuovo Cimento*, 24, 405, 1962.
41. Hofstadter R. *CERN Symposium, Geneva*, 2, 75, 1956.
42. Moffart J., Stringfellow M. W. *J. Sci. Instru.*, 18, 1958.

43. Jones W. B. et al. Rev. Sci. Instrum., 28, 167, 1957.
44. Бекренев В. С., Круглов С. П., Щетковский А. И. Черенковский спектрометр гамма-квантов и электронов высоких энергий. «ПТЭ», № 1, 1969.
45. Варфоломеев А. А., Глебов В. И., Денисов Э. И., Королевич Ю. Б. Малогабаритный черенковский ливневый спектрометр. «ПТЭ», 1970 № 3.
46. Росси Б. Частицы больших энергий. Гостехиздат, 1955.
47. Грушин В. Ф., Лейкин Е. М. Теория ливневых спектрометров. Изд. АН СССР, 1964.
48. Сумбаев О. И. Кристалл-дифракционные спектрометры. Атомиздат, 1963.
49. Алексеев W. L. et al. Nucl. Instr. Meth., 58, № 1, 77, 1968.

Поступила в редакцию  
27.12. 1971 г.

## РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 539.164.081.089.68

### ЭТАЛОННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ АЛЬФА-ИЗЛУЧАЮЩИХ НУКЛИДОВ В ДИАПАЗОНЕ $10^4 - 10^8$ РАСП/С

**В. Я. АЛЕКСЕЕВ, А. А. КОНСТАНТИНОВ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 5-21.*

Описывается эталонная установка, предназначенная для воспроизведения единицы активности альфа-излучающих нуклидов в диапазоне  $10^4 - 10^8$  расп/с. С помощью установки измеряется активность нуклидов в альфа-источниках на металлических подложках, тонких пленках и фольгах абсолютным методом, путем счета числа частиц в ограниченном телесном угле. Установка состоит из счетной системы с двумя каналами, стойки с электронной аппаратурой и вакуумной системы. Телесный угол в счетной системе может изменяться в широких пределах путем смены диафрагмы и цилиндрических камер различной длины. Оценены систематические погрешности измерений. Суммарная погрешность измерений зависит от случайных и систематических погрешностей и их неисключенных остатков и составляет 0,2—0,5%. Установка предназначена для последующего включения в государственный первичный эталон единицы активности. Ил. 7, библи. 15.

УДК 539.163.081.089.68 : 547

### ИСХОДНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОНОЗАХВАТНЫХ НУКЛИДОВ МЕТОДОМ КХ-ЛХ-СОВПАДЕНИЙ

**А. А. КОНСТАНТИНОВ, Т. Е. САЗОНОВА,  
Андр. А. КОНСТАНТИНОВ, С. Н. АНУФРИЕВ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 21-27.*

Описывается установка, позволяющая измерять активность электронозахватных нуклидов со средними и большими атомными номерами методом совпадений КХ- и ЛХ-фотонов. Обсуждаются особенности и преимущества указанного метода. Табл. 1, ил. 3, библи. 5.

### ИСХОДНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ АКТИВНОСТИ $^{14}\text{C}$ В ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ ОБРАЗЦАХ

*Л. П. ЖУКОВСКАЯ, Ф. М. КАРАБАЕВ, И. А. СОКОЛОВА*

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 23—33.*

Описывается исходная установка для воспроизведения единицы активности  $^{14}\text{C}$  в твердых и жидких образцах методом внутреннего наполнения. Радионуклид, содержащийся в твердом или жидком образце, в результате химической реакции переходит в газовую фазу и в составе рабочего газа вводится внутрь пропорционального счетчика. Приведена методика измерений активности  $^{14}\text{C}$  и анализ погрешностей измерений. Относительная суммарная погрешность определения удельной активности  $^{14}\text{C}$  составляет 1,2% для доверительной вероятности 0,99%. Ил. 5, библ. 4.

УДК 539.163.08 : 533.125,516.23

### УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ АКТИВНОСТЕЙ НУКЛИДОВ

*О. А. АНДРЕЕВ, Е. М. ВЫГОДСКИЙ,  
А. Е. КОЧИН, И. А. ПРИЦЫНА*

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 33—39.*

Описывается специальная низкофонная установка предназначенная для измерения активности нуклидов в мишенях, облучаемых в потоке тепловых нейтронов. Установка имеет высококачественную комбинированную защиту из чугуна и электролитической меди и обеспечивает измерение активности нуклидов методом  $\beta$ - $\gamma$ совпадений в диапазоне  $1 - 10^4$  расп/с с погрешностью 0,5 — 5% и плотности потока тепловых нейтронов от 50 нейтр/с·см<sup>2</sup>. Ил. 2, библ. 7.

УДК 539.166.082.63 : 539.121.73

### ГАММА-КАЛОРИМЕТР «ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ»

*Е. А. ХОЛЬНОВА, Л. П. КУЛЬКОВА*

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 39—48.*

Описывается калориметр с поглотителем из сплава вольфрама, обеспечивающий практически полное поглощение гамма-излучения (для  $^{60}\text{Co}$ ). Погрешность воспроизведения единицы активности нуклидов в гаммаисточниках не превышает 0,8 — 1% в диапазоне  $2 \cdot (10^8 - 10^{11})$  расп/с. Табл. 1, библ. 6, ил. 3.

УДК 539.164.081 : 539.1.074.22

### УСТАНОВКА С ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ ТИПА УСЧ-9

*В. Я. АЛЕКСЕЕВ, В. А. СЕРЕБРЯННЫЙ*

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 48—58.*

Описывается установка для воспроизведения единицы активности альфа-нуклидов в источниках на металлических подложках в диапазоне (0,05 —

— 5)  $10^2$  расп/с. Установка может использоваться также в качестве ионизационного альфа-спектрометра. Детектором альфа-частиц служит импульсная ионизационная камера с сеткой. Электронная часть установки представляет собой двухканальную систему, один канал которой используется в качестве основного, а другой — для электронной коллимации. Приводятся результаты исследования установки и рассматриваются причины, влияющие на разрешающую способность по энергии. Разрешающая способность спектрометра для альфа-источника  $^{239}\text{Pu}$  составляет около 30 кэВ. Собственный фон установки уменьшен до 0,0017 имп/с. Библ. 18, ил. 6.

УДК 539.164.08 : 530.1.074.22

#### ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ В АЛЬФА-ИСТОЧНИКАХ С ПОМОЩЬЮ УСТАНОВКИ С ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ

**В. Я. АЛЕКСЕЕВ, В. А. СЕРЕБРЯННЫЙ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 58—71.*

Описываются измерения активности нуклидов в альфа-источниках с помощью установки с импульсной ионизационной камерой. При измерении активности нуклидов в альфа-источниках на металлических подложках путем счета альфа-частиц в геометрии 2 возникают трудности в определении поправок на поглощение, самопоглощение и отражение. Применение установки в качестве ионизационного альфа-спектрометра позволяет определить две первые поправки путем сравнения расчетных и аппаратурных спектров. Для образцовых альфа-источников из  $^{239}\text{Pu}$  они составляют 1,2 — 2%.

УДК 539.163.08 : 546.49.02

#### ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА 4 $\alpha\beta$ - $\gamma$ -СОВПАДЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ АКТИВНОСТИ НУКЛИДА В ИСТОЧНИКАХ $^{203}\text{Tl}$

**А. Е. КОЧИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 71—74.*

Экспериментально определен предел применимости метода 4 — совпадений для расчета активности в источниках  $^{203}\text{Tl}$ , имеющих большое самопоглощение. Ил. 2, библ. 2.

УДК 539.1.074.822.3

#### ВЫБОР ГЕОМЕТРИИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО 4 $\alpha\beta$ -СЧЕТЧИКА

**А. Е. КОЧИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 74—79.*

Обсуждается оптимальная геометрия пропорционального газоразрядного 4 $\alpha\beta$ -счетчика. Приводятся конструкция электродов и счетные характеристики счетчика типа «pill—box», разработанного во ВНИИМ. Ил. 2, библ. 5.

**ИСХОДНЫЕ СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОТОКА  
ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Г. В. АБРАМОВ, А. Г. БАННИ,  
И. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ, Ю. В. ЛЫСАНОВ,  
В. В. СКОТНИКОВ, В. И. ТУЧИН, М. Ф. ЮДИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 69—86.*

Описаны абсолютные методы измерения интенсивности и потока энергии тормозного излучения с граничной энергией фотонов в спектре до 50 МэВ. Калориметр и два квантометра образуют комплекс измерительных средств, воспроизводящих размер единицы Вт для фотонных потоков энергии в диапазоне 0,5 мВт — 0,15 Вт с погрешностью  $\pm 3\%$ . Комплекс толстостенных и многоцелевых камер из графита и алюминия воспроизводит размер единицы интенсивности фотонных потоков Вт/м<sup>2</sup> в диапазоне  $10^{-3}$  — 100 Вт/м<sup>2</sup> с погрешностью  $\pm 5\%$ . Табл. 2, библ. 11, ил. 1.

**ВЛИЯНИЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОЧНОСТЬ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ  
ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
СВОБОДНО-ВОЗДУШНЫМИ КАМЕРАМИ**

**Г. П. ОСТРОМУХОВА, М. П. КОЧНИНА, М. Ф. ЮДИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 86—92.*

Описывается метод определения влияния рассеянного излучения на точность воспроизведения единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения в свободно-воздушной ионизационной камере. Полученные значения поправочного коэффициента сравниваются с экспериментальными Аллизи и Ритцем. Табл. 2, библ. 5, ил. 6.

**СЛИЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ТИПА P2 В ДИАПАЗОНЕ  
ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ 1,25—45 МэВ**

**А. М. АНАШИН, И. П. МЫСЕВ,  
В. В. СКОТНИКОВ, М. Ф. ЮДИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 92—97.*

Описывается сличение камеры типа P2, изготовленной в ВНИИП и образцовой камеры P2 ВНИИМ, выполненное при энергии фотонов 1,25 МэВ (источник <sup>60</sup>Co) и в лучке тормозного излучения бетатрона ВНИИМ. Ил. 4, библ. 5.

**К ВОПРОСУ АТТЕСТАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ИЗ  $^{226}\text{Ra}$  МАЛОЙ АКТИВНОСТИ  
ПО МОЩНОСТИ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ**

**В. Н. ТУЧИН, Т. В. ГОМАЮРОВА**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 97—99.*

Рассматриваются причины возникновения систематических погрешностей при аттестации гамма-источников с малым содержанием радия по мощности экспозиционной дозы с помощью сцинтилляционного метода дозиметрии. Приводятся результаты измерений спектрального состава излучения источников, помещенных в платино-приднєвые и стальные футляры. Ил. 1, библ. 4.

УДК 539.166.074.3

**ПРИМЕНЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА С БОЛЬШИМ  
КРИСТАЛЛОМ NaI (TI) ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
ВБЛИЗИ КОЛЛИМАТОРА УСТАНОВКИ УПГД-1М**

**В. И. ЗАВАЛИШИН, Ю. М. РАТНИКОВ,  
В. Н. ТУЧИН, М. Ф. ЮДИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 100—106.*

Приводятся результаты исследования спектрально-углового распределения рассеянного гамма-излучения вблизи выходного отверстия типового коллимационного узла установки УПГД-1М с цилиндрическими и коническими диафрагмами разных диаметров, а также спектрального состава излучения от источников  $^{60}\text{Co}$ , находящихся за барьерами различной толщины из алюминия, меди и свинца в направлении распространения излучения. Табл. 1, ил. 7, библ. 9.

УДК 621.386.82.088.089.68

**ПРИМЕНЕНИЕ КАМЕРЫ-СВИДЕТЕЛЯ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ РАЗМЕРА ЕДИНИЦЫ  
ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ В ОБЛАСТИ ДЛИННОВОЛНОВОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Г. П. ОСТРОМУХОВА, Р. Ф. КОНОНОВА, Н. Т. КОСМИНИНА**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 107—111.*

Описывается конструкция камеры-свидетеля для эталонной установки УЭДЭ-60. Исследованы ее основные дозиметрические характеристики и проведен анализ погрешности передачи размера единиц экспозиционной дозы в области длинноволнового рентгеновского излучения от эталонной установки к образцовым мерам. Табл. 1, ил. 3, библ. 2.

УДК 539.1.074

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
СЧЕТЧИКОВ ТИПА СИ-ЗБГ**

**Р. Ф. КОНОНОВА, М. П. КОЧИНА,  
Г. П. ОСТРОМУХОВА, В. Н. ТУЧИН, В. И. ФОМИНЫХ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 112—116.*

Определены дозиметрические характеристики счетчиков от энергии в диапазоне 18—1250 кэВ. Экспериментально определены предельные значения мощностей экспозиционных доз, при которых имеет место линейная зависимость нагрузочной характеристики. Табл. 2, ил. 5, библ. 2.

**ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ 40—500 кэВ**

**А. Г. БАНИН, Н. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ, И. А. УРЯЕВ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 116—118.*

Рассматриваются вопросы создания детектора для измерения интенсивности импульсного рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов 40—500 кэВ.

Созданный детектор, состоящий из фотоэлектронного умножителя, ФЭУ-53, пластмассового сцинтиллятора (полистирол с добавками Р-терфенила и РОРОР) и медного фильтра, позволяет измерять интенсивность импульсного рентгеновского излучения от  $6 \cdot 10^{-2}$  до  $6 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup> с погрешностью  $\pm 20\%$ . Ил. 3, библ. 3.

УДК 537.534 : 621.3.083.5-62

**АВТОМАТИЧЕСКОЕ КОМПЕНСАЦИОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ  
МАЛЫХ ТОКОВ**

**М. П. КОЧИНА, Е. И. МАЛОВ,  
И. А. УРЯЕВ, М. Ф. ЮДИН**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 119—121.*

Описывается автоматическое устройство для измерения ионизационных токов в диапазоне  $10^{-12}$  —  $10^{-8}$  А компенсационным методом Таунсенда. Устройство используется в эталонной установке УЭДЗ-60-250. Ил. 2, библ. 4.

УДК 539.1.074 : 621.382.2.06

**ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕНОСА ФОТОНОВ  
ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**А. Г. БАНИН, Н. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 122—125.*

Описан детектор для измерения переноса фотонов рентгеновских трубок, работающих в импульсном режиме при напряжении на аноде до 250 кэВ. Ил. 4, библ. 3.

УДК 539.164.073.086

**МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ДЛЯ ГРАДУИРОВКИ И ПОВЕРКИ  
ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ДОЗИМЕТРОВ**

**Е. Г. ТЮРИН, Ю. Ф. ХИМЕРИК**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 125—129.*

Описываются методы и средства поверки индивидуальных дозиметров. Библ. 6.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПОГРЕШНОСТЕЙ  
ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ МОЩНОСТИ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ  
ОТ ПЛОСКИХ  $\beta$ -ИСТОЧНИКОВ ЭКСТРАПОЛЯЦИОННЫМИ КАМЕРАМИ**

**В. В. ВАСИЛЬЕВ, И. А. УРЬЕВ**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 129—134.*

Приводятся результаты исследования источников возможных погрешностей при измерении мощности поглощенной дозы экстраполяционными камерами. Показано, что при наличии изолирующих борозд на измерительном электроде камеры не нарушается конфигурация электрического поля, однако, при расчете площади электрода ширину борозд нужно учитывать. Изучение влияния люфта механической системы перемещения электродов камеры, найдена оптимальная конструкция потенциального электрода. Библ. 4, табл. 3, ил. 2.

УДК (539.122.164.074.3 : 621.318.3) : 621.383.624.08

**МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА ФОТОНОВ В ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ 1—1000 МэВ**

**В. И. МЕЛЬНИЧЕНКО**

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 145 (205), 1973 г., стр. 134—149.*

Приводится обзор методов и приборов, применяемых для измерения энергетических спектров фотонного излучения в интервале энергий 1 — 1000 МэВ. Рассмотрены принципы построения и работы различных типов гамма-спектрометров и проведено сравнение их характеристик.

Обсуждаются возможности методов гамма-спектрометрии применительно к особенностям тормозного излучения электронных ускорителей. Делается вывод о том, что наиболее подходящим прибором для измерения дифференциальных характеристик тормозного излучения и воспроизведения их единиц в рассматриваемом интервале энергий фотонов является парный магнитный спектрометр. Табл. 2, ил. 4, библ. 49.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
-----------------------	---

### I. Измерение активности нуклидов

✓ В. Я. Алексеев, А. А. Константинов. Эталонная установка для воспроизведения единицы активности $\alpha$ -излучающих нуклидов в диапазоне $10^4 - 10^8$ расп/с . . . . .	5
✓ А. А. Константинов, Т. Е. Сазонова, Анд. А. Константинов, С. Н. Ануфриев. Исходная установка для измерения активности электронозахватных нуклидов методом КХ—LX-совпадений . . . . .	21
✓ Л. П. Жуковская, Ф. М. Караваев, И. А. Соколова. Исходная установка для воспроизведения единицы активности $^{14}\text{C}$ в твердых и жидких образцах . . . . .	28
✓ О. А. Андреев, Е. М. Выгодский, А. Е. Кочин, И. А. Яричина. Установка для измерения малых активностей $\beta$ -нуклидов . . . . .	33
✓ Е. А. Хольнова, Л. П. Кулькова. Гамма-калориметр «полного поглощения» . . . . .	39
✓ В. Я. Алексеев, В. А. Серебряный. Установка с импульсной ионизационной камерой типа УСЧ-9 . . . . .	48
✓ В. Я. Алексеев, В. А. Серебряный. Измерение активности нуклидов в $\alpha$ -источниках с помощью установки с импульсной ионизационной камерой . . . . .	58
✓ А. Е. Кочин. Особенности метода $4\pi\beta$ - $\gamma$ -совпадений при измерении активности нуклидов в источниках $^{203}\text{Hg}$ . . . . .	71
✓ А. Е. Кочин. Выбор геометрии пропорционального $4\pi\beta$ -счетчика . . . . .	74

### II. Дозиметрия ионизирующих излучений

✓ Г. В. Абрамов, А. Г. Банни, Н. Д. Виллевалде, Ю. В. Лысанов, В. В. Скотников, В. Н. Тучин, М. Ф. Юдин. Исходные средства измерения интенсивности и потока энергии тормозного излучения . . . . .	80
✓ Г. П. Остромухова, М. П. Кочина, М. Ф. Юдин. Влияние рассеянного излучения на точность воспроизведения единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения свободно-воздушными камерами . . . . .	86
✓ В. В. Скотников, М. Ф. Юдин, А. М. Ананьин, И. П. Мысев. Сравнение ионизационных камер типа P2 в диапазоне энергий фотонов 1,25—45 МэВ . . . . .	92
✓ В. Н. Тучин, Т. В. Гомаюрова. К вопросу аттестации источников из $^{226}\text{Ra}$ малой активности по мощности экспозиционной дозы . . . . .	97

✓ В. Н. Завалишин, Ю. М. Ратников, В. Н. Тучин, М. Ф. Юдин. Применение сцинтилляционного спектрометра с большим кристаллом NaI (Тl) для исследования полей $\gamma$ -излучения вблизи коллиматора установки УПГД-1М . . . . .	100
✓ Г. П. Остромухова, Р. Ф. Кононова, Н. Т. Космина. Применение камеры-свидетеля для передачи размера единицы экспозиционной дозы в области длинноволнового рентгеновского излучения . . . . .	107
✓ Р. Ф. Кононова, М. П. Кочина, Г. П. Остромухова, В. Н. Тучин, В. И. Фоминих. Исследование дозиметрических характеристик счетчиков типа СИ-ЗБГ . . . . .	112
✓ А. Г. Банин, Н. Д. Виллевалде, И. А. Уряев. Детектор для измерения интенсивности импульсного рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов 40-500 кэВ . . . . .	116
✓ М. П. Кочина, Е. И. Малов, И. А. Уряев, М. Ф. Юдин. Автоматическое компенсационное устройство для измерения малых токов . . . . .	119
✓ А. Г. Банин, Н. Д. Виллевалде. Детектор для измерения переноса фотонов импульсного рентгеновского излучения . . . . .	122
— Е. Г. Тюрин, Ю. Ф. Химерик. Методы и средства для градуировки и проверки индивидуальных дозиметров . . . . .	125
✓ В. В. Васильев, И. А. Уряев. Исследование возможных источников погрешностей при определении мощности поглощенной дозы от плоских $\beta$ -источников экстраполяционными камерами . . . . .	129
✓ В. Н. Мельниченко. Методы измерения спектра фотонов в пучках тормозного излучения электронных ускорителей в интервале энергий 1—1000 МэВ . . . . .	134



## ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЭНЕРГИЯ»

### ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ СЛЕДУЮЩИЕ КНИГИ ПО АВТОМАТИКЕ, ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

Ефимов Б. В., Сахов В. Б. Электронные преобразователи с магнитным управлением. 1972. 117 с. с ил. 32 к.

Запоминающие устройства. Сборник статей. Под ред. Л. П. Крайзера. Вып. 3. 1970. 152 с. 68 к.

Заредкас В. С., Рагульский В. Л. Ртутные коммутирующие элементы для устройств автоматики. 1971. 104 с. с ил. (Б-ка по автоматике, Вып. 447). 36 к.

Кибернетику — на службу коммунизму. Сборник статей. Под ред. А. И. Берга, Н. Г. Бруевича, В. Б. Гнеденко. Том 2. Теория надежности и теория массового обслуживания. 1964. 368 с. с ил. 1 р. 65 к.

Кибернетику — на службу коммунизму. Сборник статей. Под ред. А. И. Берга. Том 3. Теория информации. Вычислительная техника. Семиотика. 1966. 312 с. с ил. 1 р. 72 к.

Малов В. С., Дмитриев В. Ф. Кодоимпульсные телеизмерительные системы. 1969. 192 с. с ил. 57 к.

Мяздриков О. А. Электрические способы объемной гранулометрии. 1968. 136 с. с ил. (Физические и физико-химические методы контроля и свойств вещества). 36 к.

Павленко В. А. Электрические системы регулирования с сигналом связи постоянного тока. 1971. 456 с. с ил. 1 р. 44 к.

Петренко А. И. Автоматический ввод графиков в электронные вычислительные машины. 1968. 424 с. с ил. 1 р. 41 к.

Заказы принимаются всеми магазинами,  
имеющими отделы технической книги,  
а также можно заказы направлять по адресу:

196066, Ленинград, М-66, Московский пр., 189  
Магазин № 92 «Энергия»

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

**Труды метрологических институтов СССР**

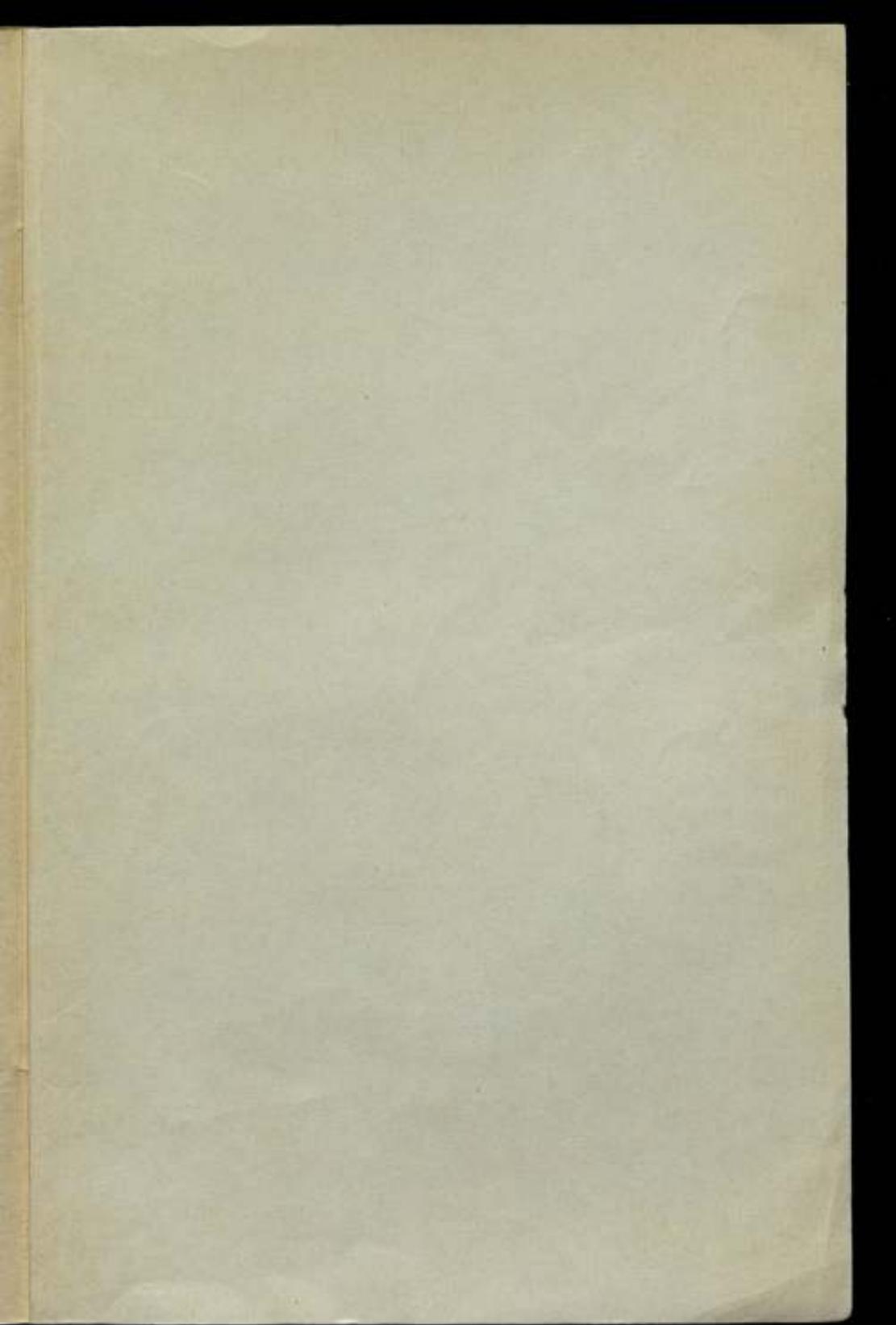
**В ы п у с к 145 (205)**

Редактор *Н. Н. Александрова*  
Технический редактор *Э. Г. Ватер*  
Корректор *А. Ф. Кулецова*

Сдано в набор 5/IX 1973 г. Подписано к печати 28/XII 1973 г.  
М-58229. Формат 60×90/16. Бумага типографская № 2. Печ.  
л. 10. Уч.-изд. л. 11. Тираж 1000 экз. Заказ № 1731.  
Цена 1 р. 10 к.

Ленинградское отделение издательства «Энергия». 102041,  
Ленинград, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 Союзполиграфпрома при  
Государственном комитете Совета Министров СССР по делам  
издательства, полиграфии и книжной торговли. 196126,  
Ленинград, Ф-126, Социалистическая, 14.



Цена 1 р. 10 к.