

20/11.71

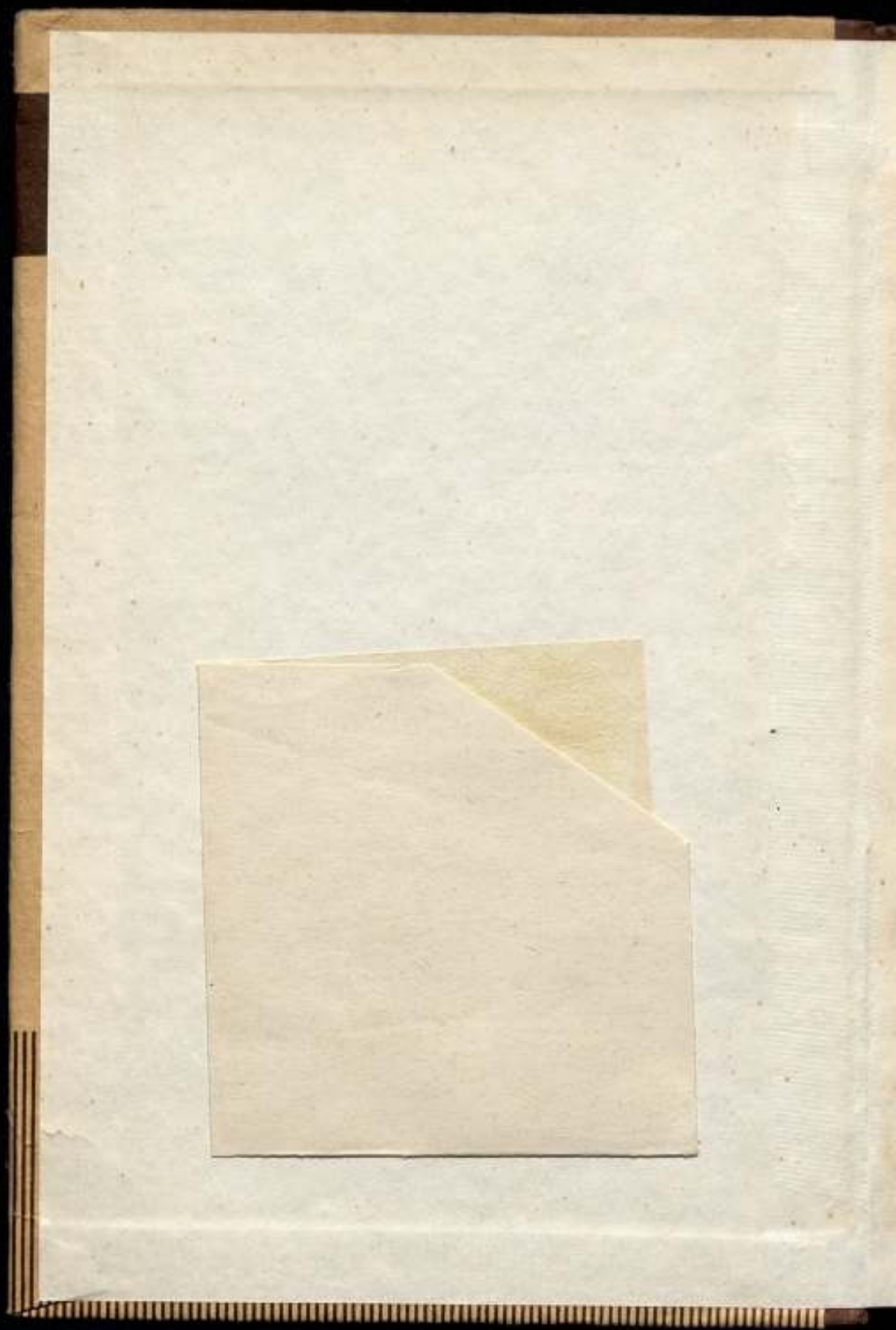
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

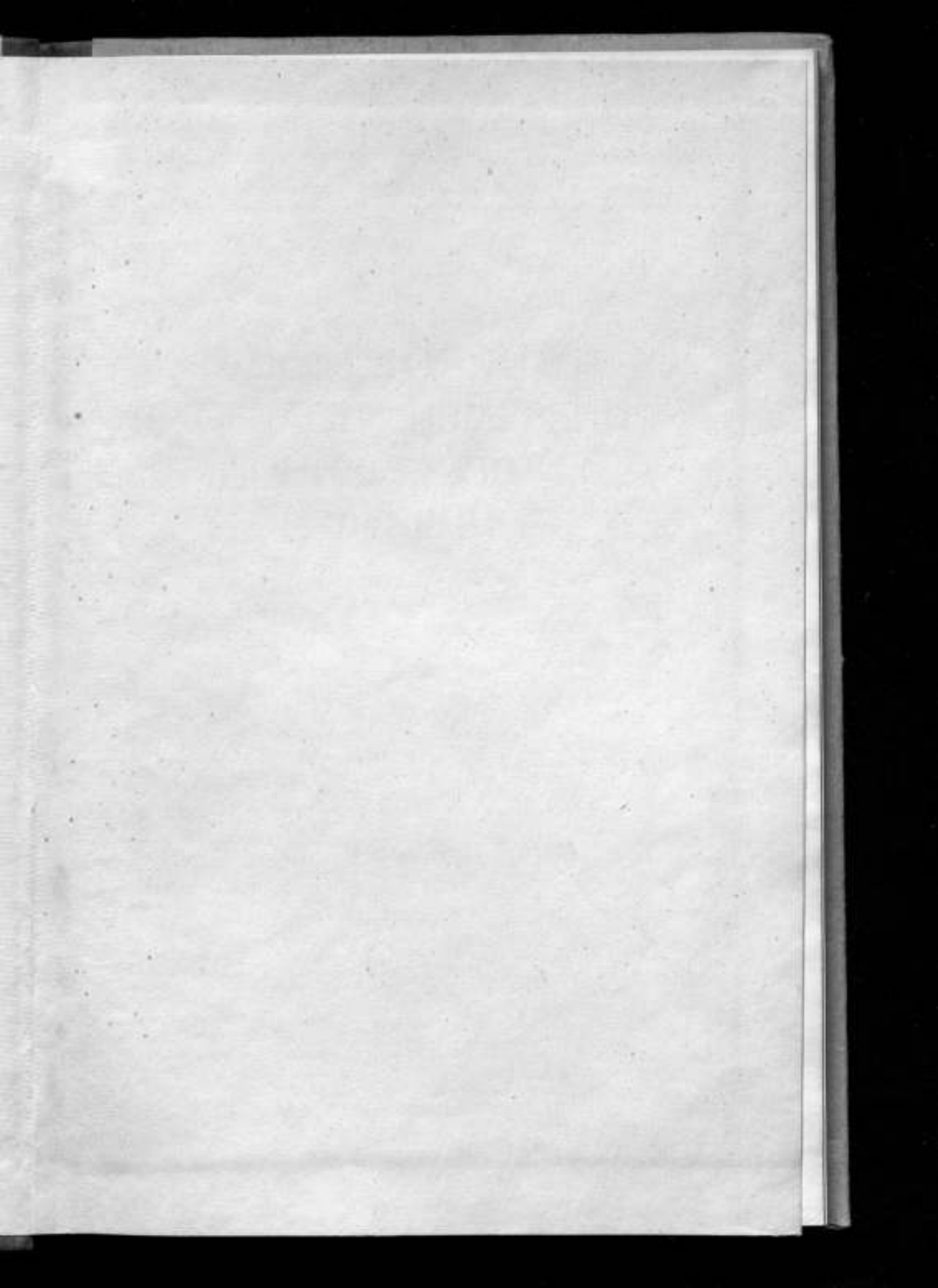
ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 124 (184)







B

T

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 124 (184)

Под редакцией
д. т. н. М. Ф. ЮДИНА



«ЭНЕРГИЯ»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1970

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), С. В. Горбачевич, А. Н. Гордов, П. Н. Горюнов, Е. Ф. Долгинский, А. И. Каргашев, Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, П. П. Кремлевский, И. Н. Кротков, В. Л. Лассан, Б. Н. Олейник (зам. председателя), 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

87021W

1. ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 539.12.04.08

М. П. КОЧИНА, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

ЭТАЛОННАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 60—400 кэв

Поддержание единства измерений в СССР в области дозиметрии фотонного излучения осуществляется в соответствии с поверочной схемой, согласно которой поверяют дозиметры рентгеновского и γ -излучений в интервале энергий фотонов от 5 до 3000 кэв, а также образцовые и рабочие радиоактивные источники γ -излучения. Во главе поверочной схемы поставлен эталонный комплекс средств измерений для воспроизведения единицы экспозиционной дозы в диапазоне энергий фотонов 5—3000 кэв.

Практически оказалось целесообразным осуществлять воспроизведение единицы экспозиционной дозы с помощью четырех эталонных установок, охватывающих диапазоны энергий излучения: 5—20, 20—60, 60—250, 250—3000 кэв.

В качестве рабочего эталона единицы экспозиционной дозы в диапазоне энергий фотонов 40—120 кэв служит эталонная групповая рентгенометрическая установка, осуществленная в 1934 г. и модернизированная в 1959 г. Использование в ней трех различных камер с разными размерами измерительного и защитного электродов позволяет проводить измерения при трех различных значениях измерительного объема. Сравнение эталонной групповой установки с установкой для воспроизведения рентгена в диапазоне энергий фотонов 250—3000 кэв на γ -излучении ^{90}Sr (330 кэв) показало, что групповая эталонная установка давала заниженное значение ионизационного тока за счет неполного использования ионизирующей способности электродов [1]. Расширение диапазона измерений излучения с энергией фотонов до 400 кэв вызвало необходимость создания новой ионизационной камеры больших размеров. Параметры этой камеры позволяют сличать ее в диапазоне энергий фотонов 250—400 кэв с эталонной камерой 250—3000 кэв.

Конструкция и методика расчета эталонной камеры для воспроизведения единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией фотонов 60—400 кэв

Эталонная установка для воспроизведения единицы экспозиционной дозы излучений с энергией фотонов 60—400 кэв (рис. 1 и 2) состоит из эталонной ионизационной камеры, питающего и электронизмерительного устройств.

Для передачи размера единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения от эталонной камеры к рабочим приборам в установке имеются: камера-свидетель [2] для контроля за постоянством режима излучения и градуировочная скамья для размещения образцовых дозиметрических приборов на расстоянии 50 — 400 см от источника рентгеновского излучения.

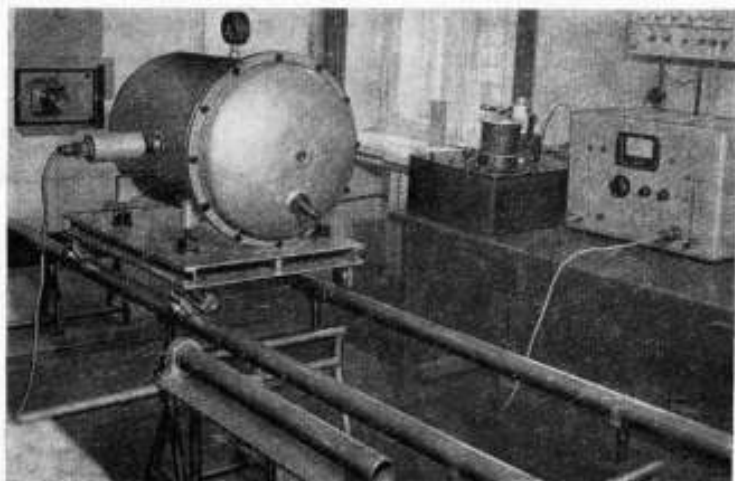


Рис. 1. Эталонная установка для воспроизведения единицы экспозиционной дозы в диапазоне энергий фотонов 60—400 кэВ

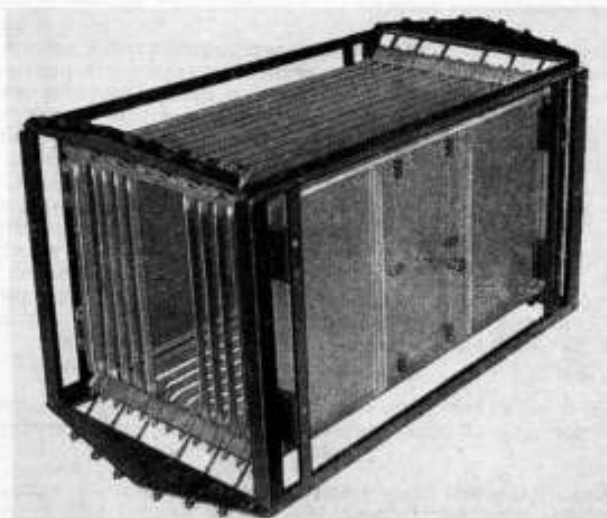


Рис. 2. Плоскопараллельная ионизационная камера

Обоснование и выбор параметров эталонной ионизационной камеры

Основной частью установки является эталонная ионизационная камера свободно-воздушного типа (рис. 2). Размеры ее выбраны так, чтобы выполнялись условия воспроизведения единицы для диапазона энергий фотонов 60—400 кэв. Эти условия следующие:

1) полное использование ионизирующей способности электронов, возникающих при поглощении рентгеновского излучения в измерительном объеме ионизационной камеры; 2) наличие в камере электронного равновесия; 3) отсутствие «действия стенки»; 4) точное знание массы воздуха измерительного объема.

Эталонная ионизационная камера выполнена по типу плоскопараллельных камер и имеет потенциальный, измерительный и защитный электроды,

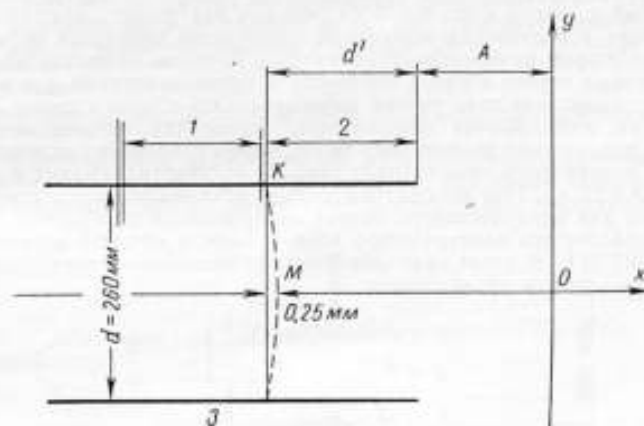


Рис. 3. Конфигурация силовой линии в конце измерительного электрода камеры

Электроды: 1 — измерительный, 2 — защитный, 3 — высокопотенциальный

а также делитель напряжения. Плоскости высокопотенциального и измерительного электродов строго параллельны.

Выполнение пункта 1 осуществляется выбором необходимых размеров камеры: расстояния между измерительным и потенциальными электродами и высоты электродов.

В диапазоне энергий фотонов 400 кэв ослабление излучения в воздухе происходит в основном за счет некогерентного (комптоновского) рассеяния; при этом доля фотоэлектронов по энергии составляет 0,2%, а доля комптон-электронов 99,8% [3]. Поэтому при выборе расстояния между электродами и их высоты учитывали лишь электроны отдачи, возникающие в ионизационной камере при поглощении рентгеновского излучения. При расстояниях от пучка излучения до электродов не менее 260 мм все электроны, образующиеся в камере, будут тормозиться в воздухе, не достигая электродов, что обеспечит полное использование их энергии на ионизацию. Но так как выполнять ионизационную камеру больших размеров практически нецелесообразно, то для уменьшения пробегов электронов, а следовательно, и размеров камеры при измерении рентгеновского излучения с энергией фотонов до 400 кэв ее поместили в манометрический сосуд, рассчитанный на давление воздуха в нем до 0,5 Мн/м². При этих условиях расстояние от оси пучка до электродов в 120 мм обеспечивает полное использование ионизирующей способности электронов, создаваемых излучением в измерительном объеме камеры.

При выборе длины измерительного электрода учитывали два фактора:

1. Уменьшение длины измерительного электрода l ведет к увеличению относительной погрешности при определении измерительного объема V . Действительно, измерительный объем V , вычисленный из геометрических размеров ограничивающей диафрагмы и длины измерительного электрода, должен точно совпадать с объемом, обусловленным действительным распределением потенциала электрического поля. Практически это совпадение несколько приближенное из-за невозможности получить идеально равномерное электрическое поле внутри ионизационного объема.

2. Увеличение l ведет к увеличению ослабления излучения в воздухе вдоль электрода. При ослаблении излучения $< 1\%$ экспоненциальный закон ослабления можно заменить линейной зависимостью и поправку на нелинейность ослабления не вводить. С учетом сказанного, в камере выбран измерительный электрод длиной 100 мм, что для измеряемого диапазона энергий приведет к ослаблению излучения вдоль этого электрода меньше 1% .

С двух сторон измерительного электрода имеются защитные электроды, расположенные строго в одной плоскости и предназначенные для выравнивания электрического поля внутри измерительного объема с целью строгого ограничения этого объема плоскостями, перпендикулярными оси пучка. Длина их вдоль пучка должна быть такой, чтобы отклонение силовых линий на краях измерительного электрода (рис. 3) от перпендикуляра к нему не превышало 0,25 мм. При этом погрешность от искажения поля в ионизационной камере для измерительного объема не превышает 0,25%.

Если рассчитать электрическое поле в камере методом электрических изображений [4], то, введя криволинейные ортогональные координаты (ψ, φ) , поле можно описать уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} x &= A(\varphi + e^{\psi} \cos \psi); \\ y &= A(\psi + e^{\psi} \sin \psi); \\ A &= \frac{d}{2\pi}, \end{aligned} \right\} (*)$$

где d — расстояние между электродами.

Ось x направлена по ходу пучка, ось y — перпендикулярно плоскости электрода на расстоянии $A = d/2\pi$ от его края, тогда уравнения (*) при $\psi = \text{const}$ соответствуют эквипотенциальным поверхностям, а при $\varphi = \text{const}$ — силовым линиям электрического поля.

Выбрав две точки K и M , лежащие на одной силовой линии и смещенные по отношению друг к другу по оси x на 0,25 мм, найдем расстояние d' от края электрода до силовой линии, которая отклоняется на 0,25 мм от перпендикуляра к электродам.

Расстояние от оси y до точки K обозначим x_0 , тогда $x_0 = d' + A$. На основании уравнения (*) для точки K имеем

$$\psi = \tau, \quad x = d/2, \quad x_0 = A(\tau - e^{\tau});$$

для точки M :

$$\psi = 0, \quad y = 0, \quad x = x_0 - 0,25 = A(\tau - e^{\tau}).$$

Для $d = 260$ мм:

$$e^{\tau} = \frac{0,25}{2A}, \quad A = \frac{d}{2\pi}.$$

Отсюда $e^{\tau} = 0,00302$; $\tau = -5,8$, тогда $x_0 = 240$ мм; $d' = 199$ мм.

Таким образом, при длине защитных электродов $d' = 200$ мм отклонение силовых линий у краев измерительного электрода будет не более 0,25 мм.

Для дополнительного выравнивания электрического поля используют делитель напряжения. Он состоит из 13 последовательно соединенных сопротивлений по 510 ком каждое и алюминиевые полос шириной 10 мм, натянутых параллельно плоскости электродов и расположенных друг от друга

на расстоянии 20 мм. Крайние подосы присоединены к потенциальному и защитному электродам соответственно.

Между измерительным и защитным электродами имеется воздушный зазор 0,6 мм. Защитные электроды находятся под потенциалом земли. Измерительный электрод в процессе измерений имеет переменный потенциал, по абсолютному значению близкий к нулю. На потенциальный электрод от выпрямителя типа ВС-22 подают высокое напряжение 4000 в.

Расстояние от входной диафрагмы до измерительного электрода должно быть таким, чтобы электроны, выбиваемые рентгеновским излучением из диафрагмы, не достигали измерительного объема камеры. Для рентгеновского излучения с энергией фотонов 400 кэв пробег электронов в воздухе, летящих под углом, близким к 0° относительно оси пучка, могут достигать ~ 90 см при нормальном атмосферном давлении, и чтобы исключить «действие стенок», расстояние от входной диафрагмы до начала измерительного электрода выбрано равным 35 см. Это расстояние достаточно при работе камеры с давлением воздуха в ней $0,3 \text{ Мн/м}^2$.

Дифрагмирование рабочего пучка рентгеновского излучения

Для ограничения и экранирования побочного излучения используют систему диафрагм. Расположение на пути пучка излучения диафрагм, рентгеновской трубки, камеры-свидетеля и первичного эталона показано на рис. 4

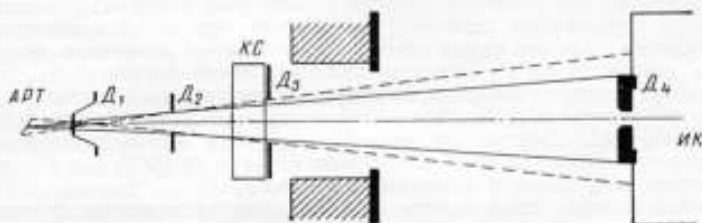


Рис. 4. Схема расположения системы диафрагм, камеры-свидетеля и эталонной ионизационной камеры в пучке излучения

АРТ — анод рентгеновской трубки, КС — камера-свидетель, ИК — ионизационная камера, D_1 — D_4 — диафрагмы

Диафрагма D_1 находится прямо перед выходным окном на кожухе рентгеновской трубки и служит для первого ограничения пучка излучения. Ее расстояние от анода рентгеновской трубки определяется диаметрами стеклянного баллона и защитного кожуха трубки.

Диафрагма D_2 диаметром 21 мм определяет область полутени при конечном диаметре анода. Ее диаметр выбирают так, чтобы диаметр пучка, падающего на камеру-свидетель, не был слишком мал. Расстояние между диафрагмой D_2 и камерой-свидетелем зависит от максимальной энергии квантов измеряемого излучения и должно быть таким, чтобы электроны, выбиваемые излучением из диафрагмы, и излучение, рассеянное от ее краев, не попадали в камеру-свидетель.

Диафрагма D_3 служит для экранирования камеры-свидетеля от излучения, обратно рассеянного от первичного и вторичного эталонов вследствие различных их геометрических размеров и материалов.

Диафрагма D_4 — измерительная, ее диаметр вместе с длиной измерительного электрода определяет измерительный объем V . Для ограничения диаметра пучка излучения, падающего на диафрагму D_4 , на подвижную диафрагму надевают дополнительный тубус. При конечном диаметре анодного пятна возникают тени и полутени, поэтому диаметры диафрагм D_2 ,

D_1 и D_2 должны быть такими, чтобы камера-свидетель и объем V не находились в области полутени. Диаметр r равномерно облучаемого поля определяют по формуле

$$r = (D - f) \frac{L}{n} + f,$$

где D — диаметр диафрагмы D_1 ; f — диаметр фокусного пятна рентгеновской трубки; L — расстояние от анода рентгеновской трубки до места, где поле излучения однородное; n — расстояние от анода до диафрагмы D_2 .

Для рентгеновской трубки типа 4БТМЗ-250 с диаметром фокусного пятна 10 мм и диафрагмой D_2 диаметром 21 мм, диаметр равномерно облучаемого поля на расстоянии 85,3 см, т. е. на месте расположения группового эталона рентгена, равен 65 мм. Равномерность распределения интенсивности излучения проверена фотографическим и ионизационным методами. Передняя диафрагма манометрического сосуда ограничивает пучок рентгеновского излучения, попадающего в ионизационную камеру.

Обычно диафрагма имеет конусное или цилиндрическое отверстие. От самой конусной диафрагмы создается меньше рассеянного излучения, чем от цилиндрической, что особенно существенно при большом растворе пучка рентгеновского излучения.

Однако при конусном отверстии необходимо, чтобы угол раствора конуса ограничивающей диафрагмы равнялся или был несколько больше угла раствора пучка излучения, проходящего через эту диафрагму. При подвижной эталонной камере и, следовательно, подвижной ограничивающей диафрагме выполнить это условие возможно, только имея набор ограничивающих диафрагм с отверстиями различной конусности, что для повседневной работы неудобно. Для эталонной камеры была выбрана диафрагма диаметром 10 мм и длиной 65 мм с отверстием цилиндрической формы.

В качестве источника рентгеновского излучения использована рентгеновская трубка типа 4БТМЗ-250 с вольфрамовым анодом и диаметром фокусного пятна 10 мм. Собственная фильтрация трубки эквивалентна 4 мм Al. Для питания трубки применен рентгеновский аппарат РУМ-13 с максимальным напряжением 250 кВ и минимальным 50 кВ.

Ионизационный ток в камере измеряли компенсационным методом по Таунсенду.

Экспериментальное исследование эталонной установки

Методика измерения мощности экспозиционной дозы рентгеновского излучения с помощью эталонной установки

Абсолютные измерения мощности экспозиционной дозы (в амперах на килограмм) сводятся к измерению ионизации, производимой электронами, возникающими при поглощении рентгеновского излучения в массе воздуха, заключенной в измерительном объеме.

Как известно, масса воздуха $m = \rho V$, где ρ — плотность воздуха, V — измерительный объем камеры. Обычно измерительный объем при расчетах заменяют объемом, равным произведению ограничивающей пучок излучения площади отверстия диафрагмы πa^2 (a — радиус входной диафрагмы) на эффективную длину l измерительного электрода. Такая замена возможна благодаря тому, что произведение интенсивности пучка излучения на соответствующее сечение в данном пучке без учета ослабления излучения в воздухе есть величина постоянная. Рассчитанное значение мощности экспозиционной дозы при этом относится к центру входной диафрагмы, а в измеренное значение тока вносят поправку на ослабление излучения на пути: центр входной диафрагмы — центр измерительного электрода.

Мощность экспозиционной дозы рентгеновского излучения, отнесенную к плоскости входной диафрагмы со стороны выхода излучения, рассчитывают по формуле

$$P = \frac{I_{нас}}{\rho V} K \text{ а/кг},$$

где $I_{нас}$ — ионизационный ток в камере, а; $V = \pi a^2 l$ — измерительный объем, м³; ρ — плотность воздуха, кг/м³; $K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot K_5 \cdot K_6$.

Здесь $K_1 - K_6$ — поправочные коэффициенты, учитывающие:

K_1 — влияние температуры, давление и влажность воздуха в камере;

K_2 — ослабление излучения в воздухе между ограничивающей диафрагмой и центром измерительного электрода;

K_3 — ослабление излучения во входном окне камеры;

K_4 — искажение электрического поля в камере;

K_5 — рассеянное излучение в камере;

K_6 — проникновение излучения через края диафрагмы.

Рассмотрим методы расчета числовых значений поправочных коэффициентов.

По определению единицы мощности экспозиционной дозы, ток насыщения необходимо привести к плотности воздуха с давлением 760 мм и температурой 0° С, для чего коэффициент K_1 следует определять по формуле

$$K_1 = \frac{273,15 + t}{273,15} \cdot \frac{760}{H - 0,20H_n}$$

где t — температура воздуха в камере, °С; H — атмосферное давление воздуха во время измерений, мм рт. ст.; H_n — парциальное давление водяных паров воздуха в ионизационной камере, мм рт. ст.; 0,20 — константа, учитывающая поправки на тормозные способности воды относительно воздуха.

Если значение мощности экспозиционной дозы относят к входной диафрагме, то вводят поправочные коэффициенты K_2 и K_3 :

$$K_2 = \frac{1}{e^{-\mu_1 r}}; \quad K_3 = \frac{1}{e^{-\mu_2 h}}$$

где μ_1 и μ_2 — линейные коэффициенты ослабления излучения в воздухе и в органическом стекле, соответственно; r — расстояние от центра входного отверстия диафрагмы до центра измерительного электрода; h — толщина входного окна из органического стекла.

Поправочный коэффициент K_3 определяют экспериментально, для чего снимают зависимость ионизационного тока в камере при разной толщине входного окна из органического стекла ($\rho = 1,19$ г/см³).

Коэффициент K_4 учитывает влияние искажения электрического поля в зазоре измерительный — охранный электроды, что сказывается на измерительном объеме. Отклонение силовой линии от перпендикуляра на 0,25 мм при расстоянии между электродами 260 мм ведет к увеличению этого объема на 0,25%.

Поправочный коэффициент K_5 учитывает излучение, рассеянное в просвечиваемой массе воздуха. Для излучения с энергией фотонов 408,5 кэВ $K_5 = 0,9994$.

Поправочный коэффициент K_6 на проникновение рентгеновского излучения через края диафрагмы зависит от энергии измеряемого излучения и от условий диафрагмирования. Для энергии фотонов 400 кэВ $K_6 = 0,9916$.

Проверка условий воспроизведения единицы мощности экспозиционной дозы

Проверка условий насыщения. Наличие условий насыщения в камере проверено экспериментально путем снятия вольт-амперной характеристики. Источник стабилизированного напряжения ВС-22 позволял подавать на потенциальный электрод камеры напряжение до 4000 в. Результаты измерений ионизационного тока в камере по компенсационной схеме показывают, что при мощности дозы 18,7 р/мин условия насыщения наступают для напряжения 3000 в, а для мощности дозы 4,1 р/мин — при напряжении 1400 в. На рис. 5 приведены графики насыщения для мощностей доз 2,78; 4,12 и 18,68 р/мин.

Проверка работы камеры при различных давлениях. Плоскопараллельная ионизационная камера рассчитана для работы при давлении до $5 \cdot 10^5$ н/м² (5 физ. атм.). Переднее окно манометрического сосуда закрывают подметилкрилатом толщиной 2 мм.

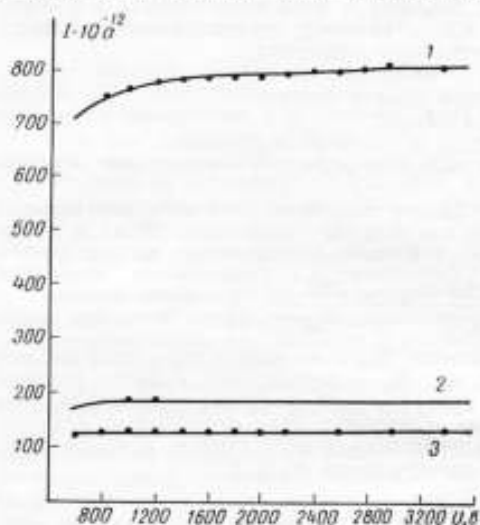


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика эталонной ионизационной камеры
Мощности доз: 1) 18,68 р/мин; 2) 4,12 р/мин;
3) 2,78 р/мин

Рентгеновское излучение с эффективной энергией 40 кэв ослабляется в окне манометрического сосуда на 7%, а с эффективной энергией 120 кэв — на 4%.

Для исследования работы камеры при повышенном давлении была снята (рис. 6) зависимость ионизационного тока от давления воздуха в ней при режимах излучения:

200 кв, фильтр 2,0 мм Си + 1,0 мм Аl, Δ Си = 2,1 мм меди (кривая 1);

150 кв, фильтр 0,5 мм Си + 1,0 мм Аl, Δ Си = 0,68 мм меди (кривая 2);

200 кв, фильтр 1,0 мм Си + 1,0 мм Аl, Δ Си = 1,38 мм меди (кривая 3).

Измеренное значение ионизационного тока приводили к температуре 20° С и вводили поправку на ослабление излучения в воздухе между входным окном бака и центром измерительного электрода. Результаты исследований приведены на рис. 6. Линейная зависимость

приведенных значений ионизационного тока в камере от давления свидетельствует о правильности поправки на ослабление в воздухе для

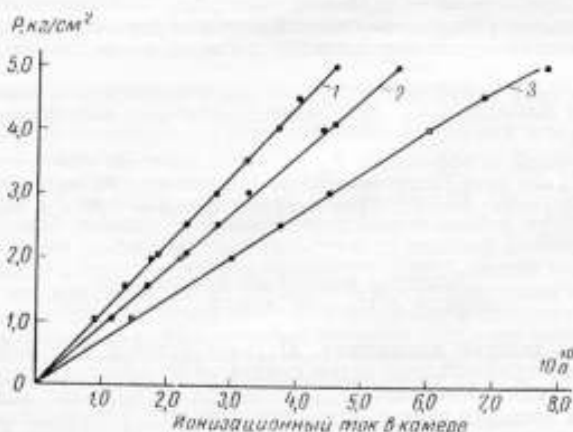


Рис. 6. Зависимость ионизационного тока в камере от давления

P — давление в камере $9,8 \cdot 10^4$ н/м²

разных давлений, а также подтверждает, что для измеренных рабочих режимов полное использование энергии электронов на ионизацию наступает при нормальном атмосферном давлении воздуха в камере.

Проверка воспроизводимости результатов измерений Для проверки воспроизводимости результатов измерений новой ионизационной камерой типа КЭП-400 в 1967 г. мощность экспозиционной дозы излучения одной и той же энергии измеряли в течение трех дней (табл. 1). Как видно из таблицы, результаты измерений согласуются в пределах $\pm 1,2\%$.

Таблица 1

Мощность P экспозиционной дозы излучения, $\rho/\text{мин}$
РЕЖИМ ИЗЛУЧЕНИЯ: 120 кэв, фильтр 3,0 мм А1

| Ток через трубку, $\mu\text{а}$ | Дата измерения, 1967 г. | | | $P_{\text{ср}}$, $\rho/\text{мин}$ | $P/P_{\text{ср}}$, % |
|---------------------------------|-------------------------|-------|-------|-------------------------------------|-----------------------|
| | 14.11 | 15.11 | 16.11 | | |
| 8 | 5,61 | 5,59 | 5,56 | 5,59 | +0,4 -0,5 |
| 10 | 6,69 | 6,50 | 6,66 | 6,65 | +0,6 -0,9 |
| 15 | 9,35 | 9,30 | 9,49 | 9,38 | +1,2 -0,3 |

Анализ погрешностей

Как указано выше, мощность экспозиционной дозы рентгеновского излучения определяют по формуле

$$P = K \frac{I_{\text{нас}}}{\pi d^2 \rho},$$

где $K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot K_5 \cdot K_6$ — поправочный коэффициент.

Средняя квадратическая погрешность измеренного значения мощности экспозиционной дозы определяется погрешностями, с которыми измерены величины, входящие в эту формулу.

Поправочный коэффициент K_1 рассчитывали по формуле, применяемой во всех метрологических учреждениях. Погрешность значения K_1 зависит от погрешностей измерения температуры и давления и в данной работе не превышает 0,01%.

Коэффициент K_2 , учитывающий ослабление излучения в полиметилкрилате входного окна камеры для излучения с эффективной энергией 120 кэв, равен 1,04, а с энергией 40 кэв равен 1,07.

Каждый из коэффициентов K_3 , K_4 , K_5 , K_6 не превышает 1,008. Погрешность этих коэффициентов определяется погрешностью расчета методом числового интегрирования и составляет величину порядка 5%. Тогда погрешность определения их не превышает для каждого множителя 0,025% и является систематической погрешностью. Погрешность определения плотности воздуха ρ при нормальных условиях составляет 0,001%.

Относительная средняя квадратическая погрешность определения диаметра входной диафрагмы, равная 0,3%, учитывает отклонение формы ее отверстия от круга.

Средняя квадратическая погрешность длины электрода определена с помощью образцовых мер как среднее из измерений в пяти точках по ширине электрода и составляет 0,05%.

Ионизационный ток, измеренный компенсационным методом по Таунсенду, рассчитан по формуле

$$I = \frac{U_k C}{t},$$

где U_k — напряжение компенсации, v ; C — измерительная емкость, μf ; t — время компенсации, $сек$.

Напряжение компенсации измерено с помощью вольтметра класса 0,2; относительная погрешность измеренного значения составляет 0,2%.

Значение измерительной емкости проверено с погрешностью 0,05% по эталонам электрической емкости.

Время компенсации измерено секундомером типа С-1 с погрешностью 0,1 $сек$. Однако погрешность времени компенсации определяется не только погрешностью используемого секундомера, но зависит еще и от навыка наблюдателя, его индивидуальной реакции, а также от стабильности работы рентгеновского аппарата. При времени компенсации 35—40 $сек$ разброс измеренных значений времени компенсации в каждой серии измерений не превышает 0,4 $сек$, что составляет 1—1,25%.

Таким образом, случайная средняя квадратическая погрешность измеренного значения мощности экспозиционной дозы определяется только случайной погрешностью времени компенсации.

Погрешности измерения плотности воздуха ρ , коэффициента K , диаметра входной диафрагмы a , эффективной длины измерительного электрода l , измерительной емкости C , напряжения компенсации U_k являются систематическими погрешностями при определении экспозиционной мощности дозы, так как для каждого измерения эти величины постоянны. Как видно из анализа погрешностей, наибольшая систематическая погрешность не превышает 0,3%.

Сличение групповой эталонной установки с ионизационной камерой типа КЭП-400 кэв

Для выявления систематических погрешностей при измерениях использован метод сличения двух независимых установок. Плоскопараллельную ионизационную камеру сравнивали с групповой эталонной установкой диапазона энергий фотонов 60—250 $кэв$. Чтобы поставить эталонные камеры в одинаковые условия и тем самым уменьшить по-возможности погрешности при сличениях, показания сравнивали для давления в $9,8 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$ (1 физ. атм.), так как конструкция ионизационных камер групповой эталонной установки не позволяет производить измерения при повышенном давлении. Условия диафрагмирования пучка рентгеновского излучения были одинаковы для обеих камер. Измерения производились на расстоянии 85,3 $см$ от анода рентгеновской трубки (85,3 $см$ — расстояние от анода рентгеновской трубки до входных диафрагм на камерах групповой эталонной установки — строго фиксировано).

Результаты сравнения измерения мощности экспозиционной дозы на групповой эталонной установке и на установке с плоскопараллельной ионизационной камерой типа КЭП-400 приведены в табл. 2.

Как видно из данных табл. 2, значения мощности экспозиционной дозы, измеренные на групповой эталонной установке и плоскопараллельной ионизационной камере, согласуются в пределах $\pm 1,1\%$.

Таблица 2

| $E_{эф}$, кэВ | Режим излучения | | Фильтр, мм | λ Св, мм | Мощность дозы, р/мин. | | $P_{ит}/P_{КЭП}$ |
|-------------------|--------------------------------|-------------------------------|----------------------|---------------------|---|---|------------------|
| | напряжение на трубке, кВ | ток через трубку, мА | | | групповая эталонная установка К-1, Э-3 | плоскопараллельная ионизационная камера типа КЭП-400 | |
| 48 | 120 | 8 | 3,0 Al | 0,20 | 5,59 | 5,61 | 0,996 |
| | | 10 | | | 6,70 | 6,69 | 1,002 |
| | | 15 | | | 9,38 | 9,35 | 1,003 |
| 52 | 170 | 5 | 3,0 Al | 0,40 | 7,20 | 7,25 | 0,993 |
| | | 10 | | | 13,4 | 13,4 | 1,000 |
| | | 15 | | | 19,1 | 19,2 | 0,996 |
| 78 | 170 | 5 | 0,8 Cu + + 1,0 Al | 1,0 | 3,06 | 3,04 | 1,007 |
| | | 10 | | | 5,35 | 5,36 | 0,999 |
| | | 15 | | | 7,60 | 7,69 | 0,989 |
| 120 | 200 | 5 | 2,0 Cu + + 1,0 Al | 2,1 | 2,40 | 2,39 | 1,005 |
| | | 10 | | | 4,16 | 4,16 | 1,005 |
| | | 15 | | | 5,92 | 5,89 | 1,005 |

Следовательно, при воспроизведении мощности экспозиционной дозы плоскопараллельной ионизационной камерой типа КЭП-400 возможные систематические погрешности не превышают погрешности измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Юдин М. Ф. Образцовая установка для измерения в рентгенах γ -излучения с энергией квантов до 1,5 Мэв. Труды ВНИИМ, вып. 30 (90). Стандартгиз, 1957.
 2. Henry W. H., Ph. D. . . and Aitken J. H. Brit. Journ. of Radial, 1961, v. XXXIV, No 404, p. 516—520.
 3. Раевский Б., Бунде Э., Доронайх М., Ланг Д., Зевкор А., Егер Р., Хюбнер В. Воспроизведение, хранение и передача единицы дозы рентгеновского и гамма-лучей с энергией фотонов от 3 до 500 кэв. Брауншвейг, 1955.
 4. Maxwell J. G. A Treatise on Electricity and Magnetism, 1873, v. 1, p. 246.
 5. Юдин М. Ф. Методы и аппаратура для градуировки дозиметрических приборов. Стандартгиз, 1962.
- Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

**КАМЕРА-СВИДЕТЕЛЬ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ
РАЗМЕРА ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ
ФОТОНОВ 40—120 кэв**

Для передачи размера единицы экспозиционной дозы от эталонной установки к образцовым и рабочим дозиметрам создана установка [1], состоящая из источника рентгеновского излучения (трубки 4БТМЗ-250 с рентгеновским аппаратом РУМ-13), градуировочной скамьи со столиком для размещения

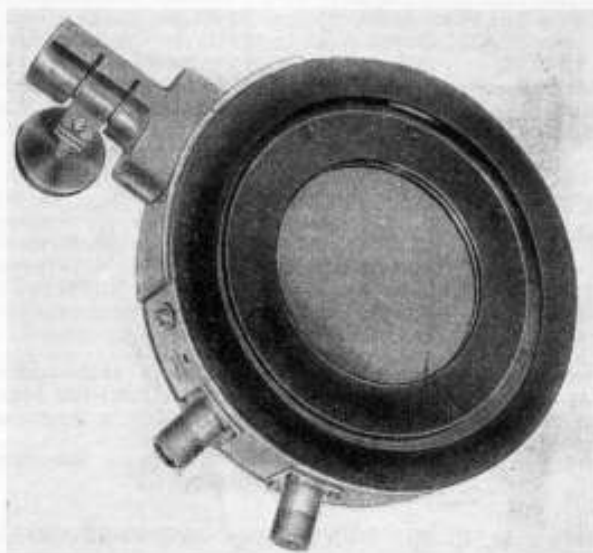


Рис. 1. Внешний вид камеры-свидетеля

детекторов градулируемых приборов и камеры-свидетеля, которая контролирует постоянно измеряемого значения мощности экспозиционной дозы рентгеновского излучения. Флуктуации этой мощности могут достигать 1—2%, что зависит прежде всего от источника излучения. Для того чтобы свести к минимуму флуктуации пучка рентгеновского излучения, следует стабилизировать выход излучения, стабилизировать раздельно ток через трубку и высокое напряжение на ней.

В установке ВНИИМ использован рентгеновский аппарат РУМ-13 со стабилизацией тока через трубку (погрешность стабилизации 0,2 — 1,5%). Для стабилизации напряжения на трубке обычно используют электростатический ускоритель, но применение камеры-свидетеля [2], находящейся в фиксированном положении в пучке, позволяет учитывать нестабильность выхода излучения в процессе измерения. Ее показания должны быть строго связаны с изменениями мощности экспозиционной дозы излучения, измеряе-

мого эталонной камерой, и фильтрация минимальной. Камера-свидетель должна позволять выбрать нужное сечение пучка.

Камера-свидетель (рис. 1) состоит из набора плоскопараллельных круглых пластин (диаметр 85 мм), перпендикулярных оси пучка излучения. Центральная пластина — измерительный электрод — выполнена из пленки «ПЭТФ», толщиной 20 мкм, на которую с обеих сторон нанесено специальное графитовое покрытие. По обе стороны от измерительного электрода расположены высоковольтные электроды из рентгеновской пленки, покрытой водным раствором графита ВО-1 (графит нанесен только со стороны, обращенной к собирающему электроду), расстояние между собирающим и высоковольтным электродами 10 мм. На высоковольтный электрод подают напряжение 300 в от стабилизированного выпрямителя ВС-12.

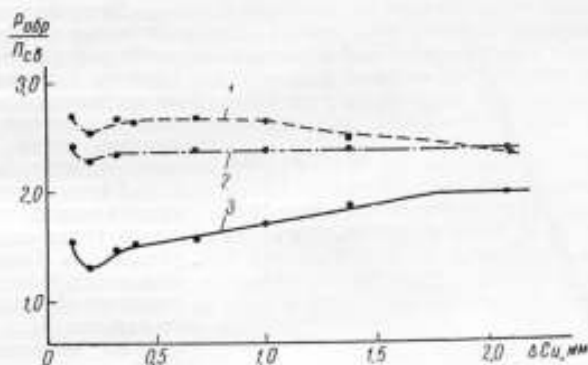


Рис. 2. Показание камеры-свидетеля в зависимости от качества излучения

Измерительный электрод: 1 — пленка «ПЭТФ» графитированная, толщиной 9,5 мкм; 2 — пленка «ПЭТФ» со специальным графитовым покрытием; 3 — алюминиевая фольга, толщиной 10 мкм.

$P_{обр}/P_{св}$ — отношение показаний мощности дозы, измеренной на эталонной установке, к показанию камеры-свидетеля

Электроды укреплены с помощью системы полистироловых изоляционных колец. В систему поддерживающих колец включены два медных охраняющих кольца, электрически соединенных с землей. Это позволяет до минимума снизить ток утечки через изолятор, поддерживающий измерительный электрод. Диаметр пучка излучения, падающего на камеру-свидетель, определяется диаметром диафрагмы (25 мм), размеры которой выбраны так, чтобы равномерно облучалась диафрагма на эталонной камере.

Камера-свидетель и ионизационная камера эталонной установки находится в рабочем пучке одновременно, поэтому камера-свидетель должна возможно меньше ослаблять пучок излучения и ее показания не должны зависеть от качества излучения, т. е. не должны иметь «хода с жесткостью». При разработке камеры-свидетеля ее измерительный электрод выполняли из различных материалов: из алюминиевой фольги, из пленки «ПЭТФ» с графитовым покрытием как водным, так и специальным.

Из графиков (рис. 2) видно, что показания камеры-свидетеля не зависят в пределах $\pm 2\%$ от качества излучения, если энергия фотонов превышает 40 кэв и измерительный электрод камеры из пленки «ПЭТФ» со специальным графитовым покрытием.

Для регистрации ионизационного тока в камере-свидетеле используют как баллистический гальванометр, так и усилитель постоянного тока типа

У1-2. Изменения в режиме работы рентгеновской трубки вызывают изменения ионизационного тока в камере-свидетеле. Однако следить за этими изменениями с помощью гальванометра не всегда удается, так как перемещение его подвижной системы отстает по времени от изменения тока, поэтому предпочтительнее пойти по пути измерения малых количеств электричества за время эксперимента. Для этого с помощью специального переключателя за время t накапливают заряд на конденсаторе, затем этот заряд поддают на подвижную рамку баллистического гальванометра.

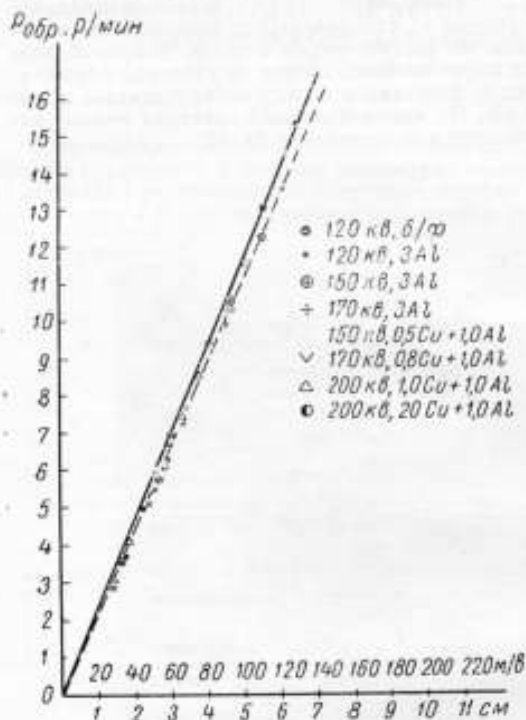


Рис. 3. Градуировочные кривые камеры-свидетеля для режимов излучения 120 — 200 кВ со слоями половинного ослабления 0,2 — 2,1 мм Си

По оси абсцисс: сверху — показания прибора У1-2 на шкалах 0,3 и 0,1 е; внизу — отклонения баллистического гальванометра, см

Таким образом, в результате выполненной работы создана камера-свидетель, позволяющая учитывать нестабильность выхода рентгеновского излучения.

Для визуального наблюдения за изменением режима работы рентгеновской трубки, а следовательно, и за ионизационным током в камере, служит, как уже сказано выше, усилитель постоянного тока типа У1-2.

Камера-свидетель градуирована по одной из камер групповой эталонной установки. Показанию камеры-свидетеля, снятому по отклонению баллистического гальванометра и по усилителю постоянного тока У1-2, приписывают значение мощности экспозиционной дозы, измеренное в данный момент на эталонной камере групповой эталонной установки. Градуировочные кривые камеры-свидетеля приведены на рис. 3.

Использование двух методов измерения ионизационного тока в камере-свидетеле позволяет повысить надежность и точность передачи единицы мощности экспозиционной дозы к образцовым дозиметрам.

ЛИТЕРАТУРА

- Ю д и н М. Ф. Методы и аппаратура для градуировки дозиметрических приборов. Стандартгиз, 1966.
- Н е н г у W. H., Ph. D. . . and A i t k e n I. H. B. Sc. The British J. of Radiology, 1961, XXXIV, No. 404, p. 516—520.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ МОЩНОСТЕЙ ДОЗ
Г-ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение малых мощностей экспозиционных доз γ -излучения с помощью широко применяемого ионизационного метода встречает существенные трудности из-за малой чувствительности ионизационных камер. Увеличение объема камеры не может облегчить решение задачи, так как при этом возникают дополнительные трудности в определении эффективного центра камеры и в перекрытии ее коллимированным пучком γ -излучения. Счетчики Гейгера-Мюллера обладают большой чувствительностью по сравнению с ионизационными камерами, но все-таки их чувствительность оказывается недостаточной для измерения малых мощностей экспозиционных доз, и, кроме того, учитывать энергетическую зависимость чувствительности этих детекторов трудно.

Задача измерения малых мощностей экспозиционных доз (до $0,01 \text{ мкр/сек}$) γ -излучения от таких широко применяемых источников излучения, как, ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{226}Ra и др., может быть решена с помощью сцинтилляционного метода дозиметрии. Чувствительность сцинтилляционного детектора оказывается примерно в 10^3 раз выше чувствительности ионизационной камеры при одинаковом рабочем объеме. Спектральная чувствительность сцинтилляционного счетчика, по крайней мере в диапазоне энергий до 3 Мэв , может быть определена достаточно точно.

Сцинтилляционный метод дозиметрии

Если в качестве детектора γ -излучения применить сцинтиллятор с фотоумножителем (ФЭУ), то интегральный анодный ток ФЭУ будет зависеть от свойств как сцинтиллятора (эффективность преобразования энергии γ -излучения в энергию световых фотонов, прозрачность сцинтиллятора для собственного излучения и т. д.), так и умножителя (эффективность преобразования фотонов света в фотоэлектроны, эффективность сбора фотоэлектронов с фотокатода, коэффициента усиления и т. д.).

Обозначим η — эффективность превращения энергии заряженных частиц в световую энергию (конверсионную эффективность) и g — величину, характеризующую количество фотоэлектронов, образованных при взаимодействии с фотокатодом одного светового фотона. Тогда число электронов, возникающих на катоде ФЭУ при полном поглощении в сцинтилляторе вторичных электронов, образованных под действием потока энергии E γ -излучения, падающего на сцинтиллятор [1], будет

$$N = \frac{E \mu \eta g}{(h\nu)_{\phi}}, \quad (1)$$

где μ — коэффициент поглощения, связанный с образованием вторичных заряженных частиц; $(h\nu)_{\phi}$ — средняя энергия фотонов, возникающих в процессе сцинтилляции.

Очевидно, анодный ток ФЭУ при воздействии на сцинтиллятор γ -излучения определится соотношением

$$i_{\phi} = eM \frac{N}{t}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, M — коэффициент усиления ФЭУ; t — длительность облучения сцинтиллятора, сек.



Для образования одного фотоэлектрона на катоде ФЭУ необходимо, чтобы в сцинтилляторе поглотилась энергия

$$f = \frac{(h\nu)_\Phi}{\epsilon g} \quad (\text{добротность сцинтиллятора}).$$

При неизменных условиях облучения энергия, поглощенная в единицу времени в сцинтилляторе, будет пропорциональна мощности экспозиционной дозы излучения P_0 (предполагается, что детектор не приводит к существенному искажению поля излучения и соблюдено условие электронного равновесия).

Как известно, мощность экспозиционной дозы излучения P_0 связана с мощностью поглощенной дозы P_n в воздухе соотношением [2]

$$P_n = \epsilon P_0, \quad (3)$$

где ϵ — энергетический эквивалент единицы экспозиционной дозы (33,7 дж/кг).

Из уравнений (2) и (3), учитывая, что поглощенная доза для проникающего излучения пропорциональна объему V поглощающего вещества, получаем для воздухоэквивалентного сцинтиллятора

$$I_\Phi = 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{MV \rho}{f} \epsilon P_0, \quad (4)$$

где V — объем сцинтиллятора, м^3 ; ρ — плотность сцинтиллятора, $\text{кг}/\text{м}^3$; f — добротность сцинтиллятора, дж; ϵ — средняя энергия ионообразования в воздухе, дж/кг; P_0 — мощность экспозиционной дозы излучения, $\text{а}/\text{кг}$.

Уравнение (4) для воздухоэквивалентных материалов справедливо при любой энергии γ -излучения. Значение тока для неводухоэквивалентных сцинтилляторов можно оценить, умножая правую часть уравнения (4) на значение относительной эффективности сцинтиллятора, соответствующее данной энергии (под относительной эффективностью понимают отношение эффективности сцинтиллятора к эффективности воздушной ионизационной камеры равного объема) [1].

Сравнение свойств неорганических и органических сцинтилляторов, применяемых в настоящее время, показывает, что первые, и среди них особенно NaJ (Tl), наиболее перспективны с точки зрения измерений малых мощностей экспозиционных доз вследствие их большого световыхода, высокой эффективности регистрации γ -излучения и независимости конверсионной эффективности от энергии электронов [3]. То обстоятельство, что неорганические сцинтилляторы обладают большим ходом с жесткостью по сравнению с органическими, не имеет существенного значения для излучений с энергией выше 600 кэВ или излучений с неизменным спектральным составом во всех токах, где сравнивают дозы.

Диапазон измерения мощностей доз γ -излучения с помощью сцинтилляционных датчиков, с одной стороны, ограничивается минимальным темновым током ФЭУ, а с другой — максимальным током, приводящим к «утомлению» ФЭУ, так что реальный диапазон измеряемых токов при сцинтилляционном методе составляет $10^{-6} - 10^{-8}$ а. Оценка по формуле (4) показывает, что с помощью кристалла NaJ (Tl) объемом 12 — 15 см^3 могут быть измерены мощности экспозиционной дозы до 0,01 $\text{мкр}/\text{сек}$.

Описание установки для измерения малых мощностей доз

На основе сцинтилляционного метода разработана установка типа УСМД для измерения мощностей экспозиционных доз γ -излучения в диапазоне 0,01 — 10 $\text{мкр}/\text{сек}$.

Установка УСМД состоит из трех основных частей:

- 1) контейнера с коллиматором, куда помещают измеряемый γ -источник;
- 2) градуировочной скамьи с приспособлением для закрепления на ней детектора излучения;
- 3) пульта с измерительной аппаратурой.

Контейнер (рис. 1) выполнен в виде цилиндра, ось которого расположена горизонтально. Размещенный в торцевой части контейнера коллиматор с набором сменных диафрагм обеспечивает такую же геометрию пучка, как в широко применяемой установке типа УПГД-1М. Толщина свинцовой защиты позволяет помещать в контейнер источник ^{60}Co активностью до 0,1 *кюри*. Для облегчения работы с контейнером, он сконструирован из двух частей, причем переднюю часть можно откатывать вперед на роликах. Стык между обеими частями выполнен так, чтобы устранить возможность прямого выхода излучения с боковой стороны. Предусмотрен поворот контейнера в азимутальной и вертикальной плоскостях, что значительно облегчает юстировку его относительно градуировочной скамьи.

Градуировочная скамья, длиной 3 м, тоже имеет приспособление для перемещения одного из ее концов в вертикальной и горизонтальной плоскостях, что облегчает юстировку. Перемещаемый по двум направляющим скамьи кронштейн для закрепления детектора излучения сконструирован так, что возможность появления рассеянного излучения вблизи датчика сведена к минимуму.

Пульт с измерительной аппаратурой сконструирован в виде передвижной стойки со столиком для оператора, к которой при помощи коаксиальных кабелей подсоединяют два однотипных датчика излучения D_1 и D_2 (рис. 2), состоящих из сцинтилляторов NaI и фотоумножителей. Один из датчиков — измерительный, а второй служит для компенсации темнового тока ФЭУ и фона излучения. Фотоумножители питаются от одного источника высокого стабилизированного напряжения (блок БВ-2) и включены встречно на общую нагрузку, которую можно регулировать. Такой способ позволяет довольно просто скомпенсировать фон и темновой ток измерительного датчика, даже если параметры ФЭУ заметно различаются, причем компенсация в работающей установке сохраняется достаточно долго, так как изменение характеристик обоих ФЭУ, вызванное изменением напряжения питания, температуры и фона в измерительном помещении, будет примерно одинаковым. В установке УСМД применены фотоумножители типа ФЭУ-13, которые по стабильности параметров являются одними из лучших среди отечественных [4], а в качестве сцинтилляторов — кристаллы $\text{NaI}(\text{Ti})$ диаметром 40 мм и высотой 10 или 30 мм. Кристаллы крепят к фотокатоду с помощью специальных обоек из легкой пластмассы, обеспечивающих надежную фиксацию сцинтиллятора по отношению к ФЭУ. Фотоумножители помещены в светонепро-



Рис. 1. Коллимационный узел установки

нищаемые кожухи из дюралюминия толщиной 1,5 мм, играющие одновременно роль электростатической защиты их. Измерительным прибором в установке служит ламповый милливольтметр-электронметр типа В-2-5, хорошо зарекомендовавший себя в эксплуатации. Шкала прибора с зеркальным отсчетом, что облегчает измерения.

Для наблюдения за изменением начальных токов ФЭУ в процессе измерений в стойку вмонтирован малогабаритный самопишущий милливольтметр типа Н-341, регистрирующий ток компенсационного ФЭУ. Блок-схема нуля приведена на рис. 2.

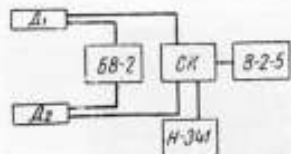


Рис. 2. Блок-схема установки УСМД

$Д_1, Д_2$ — сцинтилляционные датчики излучения; $ВВ-2$ — высоковольтный блок питания; $СК$ — схема компенсации; $Н-341$ — самопишущий милливольтметр; $В-2-5$ — ламповый электронметр

не выше $\pm 2\%$, начиная с некоторого минимального расстояния R ($0,4 \div 0,9$ м) между источником излучения и датчиком (рис. 3). Это расстояние, по-видимому, определял ток, при котором уже наступало утомление ФЭУ, так как при увеличении активности измеряемого источника оно увеличивалось. Выполнение закона обратных квадратов свидетельствует о том, что вклад мягкого рассеянного излучения в измеряемую мощность дозы достаточно мал и поэтому применение таких тяжелых сцинтилляторов как $NaJ(Tl)$ для измерения малых мощностей доз в коллимированном пучке γ -излучения вполне оправдано. Замена одного из сцинтилляторов другим однотипным не приводила к заметным изменениям показаний. Показания, полученные со сцинтиллятором одного класса (NaJ) различных размеров, в пределах погрешности измерений были пропорциональны объему кристалла.

Неоднократная проверка стабильности работы измерительного устройства и блока питания ФЭУ дала хорошие результаты: дрейф нуля прибора В-2-5 за 7 ч работы не превышал 1,5 мВ, а напряжение питания ФЭУ при изменении питающего напряжения на $\pm 5\%$ поддерживалось неизменным в пределах погрешности вольтметра класса 0,5.

При градуировке установки УСМД использованы образцовые источники 1-го разряда, а затем и рабочие эталоны из ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{226}Ra , что позволило с хорошей точностью определять такие параметры, как коэффициент усиления M фотомножителя (при заданном напряжении питания) или добротность f . Знание этих параметров необходимо при абсолютных измерениях, выполнение которых возможно с помощью установки УСМД.

Чтобы спектральный состав излучения не изменялся вследствие различного самопоглощения и рассеяния излучения в источнике, для относитель-

Результаты исследования установки

В процессе исследования установки типа УСМД были проверены стабильность ее работы в зависимости от изменения питающего напряжения, сохранение параметров во времени, влияние на результаты измерений смены ФЭУ и сцинтилляторов и воспроизводимость результатов измерений.

Все измерения выполнены на установке УСМД в геометрии, при которой диаметр пучка излучения перекрывал диаметр сцинтиллятора не менее, чем в три раза.

Проверка показала, что для любых измеряемых источников излучения закон обратных квадратов выполнялся с погрешностью

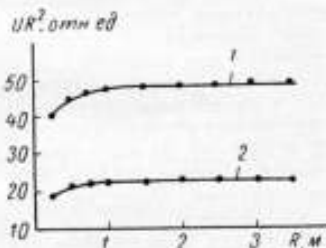


Рис. 3. Зависимость показаний электронметра от расстояния для источников разной активности

R — расстояние между источником излучения и датчиком; U — показания измерительного прибора; 1 и 2 — источники

ных измерений мощностей экспозиционных доз, создаваемых образцовым и поверяемым источниками γ -излучения, использованы источники одинаковых геометрических размеров в одинаковой упаковке.

На установке УСМД аттестованы относительным методом более 40 источников ^{137}Cs , ^{60}Co и ^{228}Ra . Результаты многократных измерений, выполненных в различное время, воспроизводились с погрешностью не хуже 2,8%, а минимальная мощность экспозиционной дозы, измеренная с указанной погрешностью, составляла $1,7 \cdot 10^{-8}$ р/сек.

Для абсолютных измерений с помощью установки УСМД нужно знать относительную эффективность сцинтиллятора, которую можно рассчитать с высокой точностью, так как значения коэффициентов поглощения для кристаллов NaI (Тl) при различных энергиях в настоящее время тщательно измерены [5]. Погрешность абсолютных измерений будет, в основном, определяться погрешностями измерения коэффициента усиления ФЭУ и добротности сцинтиллятора, которые в данном случае являются систематическими погрешностями, и случайной погрешностью измерения анодного тока ФЭУ, так как остальные величины, входящие в формулу (4), известны с погрешностью не более 1%. Для контроля постоянства коэффициента усиления ФЭУ при абсолютных измерениях на установке УСМД необходимо использовать контрольный γ -источник, который помещают в определенное место на кожухе измерительного детектора. Работу установки от контрольного источника проверяют после компенсации фона и эффекта темнового тока ФЭУ.

Выводы

1. На основе сцинтилляционного метода дозиметрии разработана установка УСМД для измерения мощностей экспозиционных доз γ -излучения в диапазоне 0,01—10 мкр/сек.
2. Установка УСМД отвечает метрологическим требованиям, предъявляемым к устройствам подобного рода, и позволяет аттестовать γ -источники по мощности экспозиционной дозы относительным методом с погрешностью не больше 3%.
3. Установка УСМД дает возможность расширить на два порядка в сторону малых мощностей доз диапазон прецизионных измерений мощностей экспозиционных доз, осуществляемых в настоящее время во ВНИИМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайн Дж., Браунелл Г. Радиационная дозиметрия. Изд-во иностр. лит., 1958.
 2. Юдин М. Ф. О так называемой «гамма-постоянной». Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
 3. Биркс Д. Сцинтилляционные счетчики. Изд-во иностр. лит., 1955.
 4. Матвеев В. В., Соколов А. Д. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. Госатомиздат, 1962.
 5. Grodstein G. W. X-ray Attenuation Coefficients from 10 kev to 100 Mev. NBS Circ. 583, 1957.
- Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

Р. Ф. КОНОВОВА, М. П. КОЧИНА, Г. П. ОСТРОМУХОВА, И. А. УРЯЕВ,
М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

РАБОЧИЕ ЭТАЛОНЫ ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 40—3000 кэв

Быстрый рост числа выпускаемой дозиметрической аппаратуры, а также повышение требований к точности измерений экспозиционных доз рентгеновского и γ -излучений потребовало создания новой сети поверочных дозиметрических лабораторий. Эти лаборатории комплектуют типовыми повероч-



Рис. 1. Набор графитовых камер

1 — малая камера (внутренний диаметр 30 мм, толщина стенки 2 мм); 2 — цилиндрическая; 3 — большие камеры (внутренний диаметр 80 мм, толщина стенки 2 и 4 мм)

ными установками, которые нуждаются в периодической аттестации. Однако до последнего времени не было создано переносных рабочих эталонов, с помощью которых можно аттестовать дозиметрические установки головных поверочных лабораторий, а также осуществлять международные сличения установок, воспроизводящих единицу экспозиционной дозы. С целью создания рабочих эталонов переносного типа во ВНИИМ в 1967 г. были разработаны и изготовлены пять полостных графитовых камер (рис. 1) и прибор для измерения ионизационных токов в этих камерах. Графитовые камеры предназначены для относительных измерений после определения их постоянной с помощью эталонов, воспроизводящих единицу экспозиционной дозы в области рентгеновского и γ -излучений [1, 2]. Специальными переходниками и шлангами камеры сочленяются с электроизмерительным устройством.

Четыре камеры имеют форму шара с внутренним диаметром 30 и 80 мм и толщиной стенок 2 и 4 мм и одна — форму цилиндра. Внутренние электроды камер с диаметром 30 мм графитовые, а в камерах диаметром 80 мм — из органического стекла и покрыты графитовым раствором ВО-1.

Камеры с толщиной стенок 2 мм предназначены для измерения мощностей экспозиционных доз рентгеновского излучения с эффективной энергией фотонов 40—150 кэв, а с толщиной стенок 4 мм — для измерения в области γ -излучения.

Камера цилиндрической формы (толщина стенок 2 мм) имеет дополнительный съемный графитовый колпак толщиной 2 мм, который позволяет использовать ее для измерения мощности экспозиционной дозы как рентгеновского, так и γ -излучений.

В табл. 1 даны основные параметры графитовых полостных камер.

Таблица 1

| обозначение | Камера | | Наружный диаметр, см | Толщина стенки, см | Воздушный объем, см ³ |
|-------------|----------------|--|----------------------|--------------------------|----------------------------------|
| | форма | | | | |
| — | Цилиндрическая | | 19 | 0,2 — дополн. колпак 0,2 | 3 |
| 30/2 | Сферическая | | 34 | 0,2 | 14 |
| 30/2 | То же | | 84 | 0,2 | 270 |
| 30/4 | > | | 38 | 0,4 | 14 |
| 80/4 | > | | 88 | 0,4 | 270 |



Рис. 2. Переносный прибор для измерения слабых токов

Для измерения тока в полостных графитовых камерах используют выполненный по схеме Таусенда переносный прибор (рис. 2) с электрометром типа СГ-1-М. В приборе применены образцовые конденсаторы типа КВМ-2 емкостью 71,24; 121,47; 228,57; 447,44 пф, определенной с погрешностью 0,05%.

Напряжение компенсации, напряжение на потенциальный электрод камеры и на ножки электрометра подается от набора батарей, расположенных в нижней части прибора.

При измерении мощностей экспозиционных доз до 10 р/мин ток насыщения для камер данной конструкции получается при напряжениях 400 в и выше.

Среднее значение позиционного тока I , измеренного при разных полярностях, дает истинное значение тока в камере.

При градуировке полостной камеры диаметром 30 мм со стенками толщиной 2 мм использовано рентгеновское излучение с эффективной энергией фотонов 60—120 кэ (данные о напряжении на трубке и фильтрации представлены в табл. 2).

Таблица 2

| Напряжение на трубке, кэ | Дополнительный фильтр, мм | Слой половинного ослабления, мм | | Коэффициент однородности Δ_1/Δ_2 |
|--------------------------|---------------------------|---------------------------------|------------|--|
| | | Δ_1 | Δ_2 | |
| 150 | 0,5 Cu + 1,0 Al | 0,63 | 1,07 | 0,59 |
| 170 | 0,8 Cu + 1,0 Al | 0,95 | 1,50 | 0,63 |
| 200 | 1,0 Cu + 1,0 Al | 1,33 | 1,77 | 0,91 |
| 200 | 2,0 Cu + 1,0 Al | 2,10 | 2,30 | 0,92 |

Камеру градуировали в поле рентгеновского излучения на расстоянии 1—1,5 м от анода рентгеновской трубки. Все расстояния измеряли от центра камеры [3].

Как известно, постоянная камеры для излучения любого качества есть отношение мощности экспозиционной дозы, измеренной в свободно-воздушной камере в рентгенах в секунду, к ионизационному току, измеренному в графитовой камере в амперах [4].

Для определения мощности экспозиционной дозы P , измеренной в свободно-воздушной камере, использовано выражение

$$P = 0,2907 \cdot 10^{10} K \frac{T_{гк}}{273,2} \cdot \frac{1}{AL\rho} \left(\frac{760}{P} \right) C_{гк} \left(\frac{\Delta U}{\Delta t} \right)_{гк} \text{ р/сек.}$$

При этом

$$K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot K_5 \cdot K_6,$$

где $K_1 - K_6$ — поправочные коэффициенты, учитывающие:
 K_1 — влажность в свободно-воздушной камере; K_2 — ослабление излучения в воздухе между диафрагмой и центром измерительного объема; K_3 — ослабление излучения во входном окне камеры; K_4 — искажение электрического поля в камере; K_5 — рассеянное излучение в камере; K_6 — проникновение излучения через края диафрагмы; ρ — плотность воздуха, кг/м³; A — площадь, ограниченная диафрагмой, м²; L — эффективная длина измерительного электрода, м; $T_{гк}$ — абсолютная температура в свободно-воздушной камере, °К; p — давление в свободно-воздушной камере, мм рт. ст.; $C_{гк}$ — емкость конденсатора, ф; $\left(\frac{\Delta U}{\Delta t} \right)_{гк}$ — изменение потенциала на емкости, в/сек.

Введя поправки на давление и температуру в графитовой камере, считаем ионизационный ток по формуле

$$I_{гк} = K_1 \cdot \frac{T_{гк}}{273,2} \cdot \left(\frac{760}{p} \right) C_{гк} \left(\frac{\Delta U}{\Delta t} \right)_{гк},$$

где K_1 — поправка на влажность в графитовой камере; $T_{гк}$ — абсолютная температура в камере, °К; p — давление в камере, мм рт. ст.; $C_{гк}$ — емкость конденсатора, используемая для измерения заряда, ф; $\left(\frac{\Delta U}{\Delta t} \right)_{гк}$ — изменение потенциала на конденсаторе, в/сек.

Отсюда постоянная графитовой камеры, определенная по свободно-воздушной камере, равна

$$M = \frac{0,3 \cdot 10^{10}}{AL} K \frac{T_K}{T_{гк}} \cdot \frac{C_K}{C_{гк}} \cdot \frac{(\Delta U / \Delta t)_K}{(\Delta U / \Delta t)_{гк}} p / \kappa$$

и зависит от качества излучения в пределах 6% (табл. 3). Графитовые камеры были проградуированы в поле рентгеновского излучения при напряжениях на трубке, указанных в табл. 2.

Таблица 3

| Напряжение на рентгеновской трубке, кВ | Постоянные M камер, p/κ | |
|--|-------------------------------------|-------------------------------------|
| | камера 30-2 M · 10 ⁻⁸ | камера 80-2 M · 10 ⁻⁷ |
| 150 | 2,725 | 1,236 |
| 170 | 2,667 | 1,234 |
| 200 | 2,584 | 1,223 |
| 200 | 2,451 | 1,191 |

Примечание. Фильтр для указанных напряжений на рентгеновской трубке см. в табл. 2.

Для определения постоянных камер (табл. 4) с толщиной стенок 4 мм, предназначенных для измерения γ-излучения, были использованы источники цезия-137 и кобальта-60, аттестованные на эталонной установке для воспроизведения экспозиционной дозы излучения с энергией фотонов 250—3000 кэв. Измерения производили на установке УПД-1, применяя диафрагмы диаметром 60 мм.

Таблица 4

| Обозначение камер | Постоянные камер для источников, p/κ | | |
|-------------------|--------------------------------------|----------------------------|------------------------------|
| | ⁶⁰ Co (A-10) | ⁶⁰ Co (A-11) | ¹³⁷ Co (№ 211) |
| 30/4 | — | — | 2,05 · 10 ⁸ |
| 80/4 | 1,16 · 10 ⁷ | 1,13 · 10 ⁷ | 1,13 · 10 ⁷ |

Средняя квадратическая погрешность измерения ионизационного тока графитовой камеры определяется случайной погрешностью измерения времени в измерительной схеме переносного прибора и составляет 1,2%. Погрешности значений напряжения компенсации и измерительной емкости, используемых с графитовыми камерами, являются систематическими, так как в процессе измерений погрешности этих значений постоянны. Максимальная погрешность значения напряжения компенсации определяется классом прибора, и для данной измерительной схемы она равна 0,2%. Значение измерительной емкости поверено с погрешностью 0,05% по эталонам электрической емкости.

Средняя квадратическая погрешность постоянной графитовой камеры определяется средними квадратическими погрешностями экспозиционной дозы, измеренной на эталонной установке, и ионизационного тока графитовой камеры и не превышает 1,7%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балон З. П., Максимова М. П. Эталонные национальные рентгенометрические установки и сличения их. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 55 (115). Стандартгиз, 1961.
2. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П. Воспроизведение рентгена в области γ -излучения с энергией квантов 0,25—3 Мэв. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 55 (115). Стандартгиз, 1961.
3. Юдин М. Ф. Методы и аппаратура для градуировки дозиметрических приборов. Стандартгиз, 1962.
4. Wusckoff H. O., Allisy A., Aston G. H., Bapard G. P., Hübner W., Loftus T. Acta Radiological, Therapy, Physics, Biology, 1963, v. 1, N 1, p. 57.

Поступила в редакцию 30/X 1968 г.

УДК 621.386.82.08

Т. И. ЗУБКОВА
ВНИИМ

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДОЗ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕНТГЕНОДИАГНОСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

(ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР)

Широкое использование в медицине рентгеновского излучения для диагностики создает основную часть лучевой нагрузки на людей. По данным некоторых авторов [1—4] добавочное облучение за счет рентгенодиагностических исследований близко к фоновому. Большой вклад этого облучения в генетически значимую дозу объясняется их массовостью. В нашей стране только в течение одного года проводится с профилактическими целями около 100 млн. рентгеноскопий и 17 млн. рентгенографий [5].

Все это приводит к необходимости изыскать средства и способы рационального использования рентгенологических исследований с целью оптимального снижения уровней облучения обследуемых. Для правильной и объективной оценки лучевых нагрузок необходимо знать интегральную дозу, поглощенную как организмом в целом, так и отдельными его органами (половыми, кроветворными и др.) [1, 6—8].

Точность измерения поглощенных доз зависит от выбора модели или объекта исследования и используемых измерительных средств. Модель должна быть наиболее приближенной к реальным условиям рентгенологических исследований. Идеальным объектом исследования является сам обследуемый человек [6]. Однако при этом физиологические и антропометрические различия приводят к значительному разбросу получаемых данных. Повторные измерения на одном и том же обследуемом для получения удовлетворительной статистической точности недопустимы в связи с еще большим увеличением нежелательной дозовой нагрузки. Поэтому в настоящее время широко используют метод получения и обобщения результатов измерения доз при рентгенодиагностических исследованиях на нескольких пациентах одного возраста и пола [10, 11], а также метод измерения доз на фантомах, имитирующих человека. В рекомендациях Международной комиссии по защите от излучений указаны размеры и вес органов стандартного человека весом 70 кг и ростом 170 см [12]. Удобной моделью при фантомных измерениях является костно-парафиновый фантом, изготовленный из натурального скелета и парафина, так как эффективный атомный номер парафина близок к эффективному атомному номеру мягких тканей живого организма. Однако, согласно данным работ [8, 13], костно-парафиновые фантомы очень прибли-

женно идентичны по своим дозиметрическим свойствам к телу человека. Такую методику следует дополнить измерениями на трупах. При этом необходимо помнить, что условия здесь не являются совершенно тождественными с измерениями на живых людях. Дозы, измеренные посмертно (не позднее 10 ч после смерти), не отличаются от доз, измеренных прижизненно [14]. Таким образом, при разработке совершенной методики по определению экспозиционных и поглощенных доз следует пользоваться всеми тремя моделями (объектами) в пределах возможного.

В рентгенодиагностической практике наиболее подходящий детектор (дозиметр) для определения доз обследуемых должен удовлетворять следующим требованиям:

1. При измерении экспозиционных доз показания дозиметра не должны зависеть от энергии фотонов излучения в интервале 20 — 45 кэв.
 2. При определении поглощенных доз в интервале энергий излучения 20 — 45 кэв показания дозиметра должны зависеть от энергии излучения таким же образом, как и доза, поглощенная тканью (условие тканеквивалентности).
 3. Диапазон измеряемых доз должен быть в пределах от нескольких миллирентген до десятков рентген.
 4. Показания дозиметра не должны зависеть от экспозиции рентгенодиагностического исследования (режим флюорографии и рентгенографии).
- При измерении поглощенных доз в радиочувствительных органах детектор (дозиметр) должен обладать также:
- 1) малыми размерами,
 - 2) минимальной зависимостью чувствительности к направленности излучения,
 - 3) механической прочностью,
 - 4) влагоустойчивостью,
 - 5) простотой в обслуживании (очистка, стерилизация и др.),
 - 6) стабильностью и точностью показаний.

В связи с указанными требованиями целесообразно рассмотреть применяемые различными авторами для измерения экспозиционных и поглощенных доз в практике рентгенодиагностики ионизационный, сцинтилляционный и термолюминесцентный методы дозиметрии.

Ионизационный метод измерения доз

При ионизационном методе измерения доз в детекторе (ионизационной камере) электроны, освобожденные рентгеновским или γ -излучением, ионизируют газ в объеме камеры, и результаты ионизации можно измерить. Ионизационные камеры бывают двух типов: свободно-воздушные, в которых электроны, освобожденные из определенного объема воздуха (измерительный объем), ионизируют воздух в объеме, ограниченном площадью электродов камеры (ионизационный объем), и полостные, в которых ионизационный объем окружен твердой стенкой. В соответствии с теорией Брегга—Грея, полостные, или стеночные, камеры при соблюдении ряда условий позволяют по измеренному ионизационному току определить дозу, поглощенную в стенках камеры. Измерения с учетом рассеянного излучения могут быть осуществлены только полостными камерами. Эти камеры можно использовать для измерения дозы в рентгенах при условии, что их чувствительность по дозе не зависит от энергии рентгеновского излучения, т. е. если отсутствует «ход с жесткостью» в данном интервале энергии излучения, определяемый выражением

$$\frac{i_0}{P_n} = \frac{\mu_{mz} \cdot S_n}{\epsilon \rho_{mz} \cdot S_z} = \frac{\mu_{mz}}{\epsilon \rho_{mz} S_m} \quad (1)$$

где i_0 — ток насыщения в камере, наполненной воздухом; P_n — мощность поглощенной дозы рентгеновского излучения в воздухе; ϵ — средняя энергия ионообразования; μ_{mz} , μ_{nz} — массовые коэффициенты поглощения энергии рентгеновского излучения для материала стенок камеры и воздуха

соответственно; S_{01} — отношение средних тормозных способностей материала стенки S_2 и воздуха S_0 .

Для данного объема «ход с жесткостью» полостных камер определяется в основном зависимостью от энергии излучения отношения коэффициентов $\mu_{\text{воз}}/\mu_{\text{мат}}$.

Если материал стенки имеет эффективный атомный номер, одинаковый с эффективным атомным номером воздуха, т. е. если материал будет воздушноэквивалентен, то с большой степенью точности можно считать, что такие камеры не имеют «хода с жесткостью». Но при этом толщина стенки камеры не должна оказывать заметного влияния на ослабление в ней излучения. Применение для измерения длинноволнового рентгеновского излучения в интервале энергией 20 — 60 кэв стеночных камер, для изготовления которых применены воздушноэквивалентные материалы (бакелит и др.), показало, что «ход с жесткостью» уменьшается с уменьшением толщины стенок. Но тогда возникает вопрос о механической прочности камер и сохранении постоянства их ионизационного объема. Большая работа по разработке и применению в дозиметрической практике камер для измерения длинноволнового излучения (20 — 60 кэв) с улучшенными дозиметрическими характеристиками была выполнена в Рентгенологическом институте Министерства здравоохранения РСФСР. На основании исследований по изучению дозиметрических характеристик различных материалов были выбраны для стенок камеры материалы, обладающие малой зависимостью показаний от качества рентгеновского излучения и удовлетворительной механической прочностью при малой толщине (терилей, полиамидокапролактан ПК-4). Подобные камеры градуировали на образцовых установках ВНИИМ. Камеры, объемом от 0,6 см³ и выше, изготовленные из указанных материалов, нашли применение в приборах КД-1, РМ-1, МРМ-1, которые в прошлом выпускала отечественная промышленность. Однако чувствительность малых ионизационных камер низка (например, для внутриполостной камеры прибора РМ-1М от 3 р).

В 1958—1968 гг. ряд авторов [3, 9, 10, 16—22 и др.] с помощью этих приборов измерили поверхностные экспозиционные дозы при различных рентгенодиагностических исследованиях, установили их зависимость от физико-технических параметров облучения и дали рекомендации о путях снижения степени облучения.

Для определения интегральных поглощенных доз ΣR (рад) применение нашел косвенный метод, основанный на измерении входной (на передней поверхности объекта) и выходной (на задней поверхности) экспозиционных доз с последующим расчетом по формуле Мейнорда [23] и учетом поправок, внесенных С. И. Ардашиковым и Н. С. Четвериковым (1957 г.):

$$\Sigma R = 1,44f\rho S\Delta_{1,2}(D_{\text{вх}} - D_{\text{вых}}),$$

где f — коэффициент перехода от рентгена к радиану; ρ — плотность облучаемой ткани, г/см³; S — площадь входного поля облучения, см²; $\Delta_{1,2}$ — слой половинного ослабления, измеренный в тканезквивалентном материале, см; $D_{\text{вх}}$, $D_{\text{вых}}$ — экспозиционные дозы излучения на входе и выходе рабочего пучка, р.

В работе [1] для определения интегральной поглощенной дозы приведена более простая формула

$$\Sigma R = 4,35SD_{\text{пов}},$$

где $D_{\text{пов}}$ — поверхностная экспозиционная доза, р.

Для измерения $D_{\text{пов}}$ в этой работе использовано монокристаллическое сернистокадмиевое сопротивление типа ФСК-М1, в котором предусмотрена электронная компенсация «хода с жесткостью». Погрешность определения интегральной поглощенной дозы по этой методике $\pm 50\%$. Применение сернистокадмиевого сопротивления в качестве детектора обусловлено требованием получения большей чувствительности при малых размерах детектора.

Ионизационные камеры конденсаторного типа с воздушноэквивалентными стенками применены для определения поглощенных доз при фантомных

измерениях в работе [24]. Показания камер не зависят от энергии излучения в диапазоне энергий 40 кэв — 1,25 Мэв, направленности излучения и от мощностей доз в диапазоне 10^{-2} мр/сек — 10^2 р/сек. Принцип действия, конструктивные и дозиметрические характеристики подобных камер приведены в работе [25].

Интересные методы определения общей энергии излучения, поглощаемой обследуемым объектом при рентгенодиагностических исследованиях в милливаттах на секунду (мвт·сек), миллиджоулях или рентгенах на квадратный сантиметр ($p \cdot см^2$), приведены в работах [26 — 32] и др.

В работе [26] подробно описана камера для измерения общей энергии, поглощаемой объектом за время рентгенодиагностического исследования. Практически при этом всю энергию пучка рентгеновского излучения во время исследования поглощает обследуемый (при рентгенодиагностике грудной клетки 95% падающей энергии, а таза — 99%). В этих условиях энергия рентгеновского излучения, поглощаемая обследуемым, в первом приближении равна энергии, падающей на него за время облучения.

Интегральную дозу, получаемую обследуемым за одно исследование, измеряли, поместив между ним и диафрагмой рентгеновской трубки плоскую ионизационную камеру, соединенную с интегрирующим электрометрическим контуром. Основное требование к подобной камере — выполнение соответствующей пропорциональности между входным сигналом и энергией излучения. Решение этой проблемы возможно [26], если применять или соответствующий материал для стенок камеры, или камеры специального типа, например, двойные плоскопараллельные с дифференциальным измерением ионизационного тока. В последнем случае сигнал от детектора корректирует электронное устройство, создавая глубокую переменную отрицательную обратную связь в интегрирующем электрометрическом контуре. Размеры (длина и ширина) ионизационной камеры должны быть такими, чтобы максимальная площадь отверстия диафрагмы (определяющая поперечные размеры пучка рентгеновского излучения) была меньше площади электродов камеры. Плоскопараллельные ионизационные камеры подобного типа в настоящее время установлены в рентгенодиагностических аппаратах типа «Филипс». Шкала прибора проградуирована в милливаттах на секунду, но если учесть изложенное, то с помощью простого перевода единиц можно оценить эти показания в единицах интегральной поглощенной дозы (килограмм на рад), применяемых в медицинской практике [28]: 1 мвт·сек = 0,1 кг·рад.

По точности измерения данный метод определения интегральной поглощенной дозы является приближенным ввиду того, что при различных рентгенодиагностических исследованиях, а также при исследовании объектов с различными антропометрическими данными доля поглощаемого излучения изменяется. В рентгенодиагностических аппаратах такие камеры используют врачи-рентгенологи для контроля за облучением пациентов во время исследования. По мнению Зайлера [29], метод измерения падающей энергии в милливаттах на секунду не является подходящим для определения энергии, поглощенной телом. Он полагает, что лучше всего коррелирует с энергией, поглощенной телом обследуемого, произведение дозы в рентгенах (p) на площадь входного поля в квадратных сантиметрах ($см^2$), т. е. $p \cdot см^2$.

Имеются работы, в которых дозы измеряли дозиметрами, проградуированными в единицах $p \cdot см^2$. Подобная ионизационная камера типа Diamentor описана у Арналя [27].

Но в работе [32] указано, что ионизационные камеры типов Diamentor и «Филипс», помещенные при измерении в прямой пучке рентгеновского излучения, увеличивают рассеивание излучения, увеличивая тем самым интегральную дозу.

Для определения интегральной поглощенной дозы в тканях были разработаны «тканезквивалентные» ионизационные камеры [33], в стенках или в наполняющем газе которых содержатся те же элементы и в тех же пропорциях, что и в ткани. Хорошим приближением по составу к мягким тканям служит вещество, формула которого $C_5H_{10}O_{15}N$. Подходящим тканезквивалентным газом при измерении фотонного излучения может служить смесь,

состоящая из 38,1% водорода, 22,2% метана, 37,6% кислорода и 2,1% азота, а материалом для стенок тканезквивалентной камеры — упругий гель, состоящий из 66,2% воды, 20,2% желатина, 5,2% глицерина, 8,4% сахарозы. Использование тканезквивалентных ионизационных камер для измерения длинноволнового рентгеновского излучения затруднено тем, что линейные размеры их должны быть малы по сравнению со слоем половинного ослабления, а это практически трудно выполнить. Кроме того, ослабление длинноволнового излучения в тканезквивалентных камерах отличается от ослабления его в организме, так как камеры не моделируют форму и размер исследуемых органов. Таким образом, ионизационный метод, являясь удобным и перспективным для определения средней интегральной поглощенной дозы организмом человека, непригоден при определении поглощенных доз в отдельных органах и распределения их в организме при рентгеновских исследованиях.

Сцинтилляционный метод

Принцип использования дозиметрии с помощью сцинтилляционных детекторов заключается в том, что рентгеновское излучение, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, образует в нем электроны, которые, поглощаясь в сцинтилляторе, создают вспышки света. Последние, падая на фотокатод фотомножителя (ФЭУ), выбивают фотоэлектроны, а усиленный ФЭУ электронный ток попадает на анод и в последующем его регистрирует измерительное электронное устройство [34].

В качестве сцинтилляторов применяют неорганические кристаллы типа NaJ, активированные таллшем, LiJ, активированные европием, серпичный цинк, активированный серебром, и др., а также органические вещества типа антрацена, стибена или твердого раствора терфенила в полистироле. Эффективный номер неорганических сцинтилляторов очень высок по сравнению с атомным номером тканей организма: $Z_{эфср} = 50$ для сцинтиллятора NaJ (Tl) и $Z_{эфср} = 27$ для ZnS (Ag); для органических сцинтилляторов, наоборот, атомный номер меньше атомного номера мягких тканей и составляет 5,7. Уравнение чувствительности дозиметра по мощности дозы, определяющее его «ход с жесткостью», имеет вид:

$$\frac{i_a}{P_n} = A \frac{1 - e^{-\mu_z h}}{\mu_z h} \cdot \frac{\mu_{mz}}{\mu_{mn}} \quad (2)$$

где i_a — анодный ток в цепи ФЭУ; P_n — мощность дозы в воздухе; A — постоянный коэффициент, не зависящий от энергии излучения; h — толщина сцинтиллятора; μ_z — линейный коэффициент ослабления в сцинтилляторе; μ_{mz} , μ_{mn} — массовые коэффициенты поглощения в сцинтилляторе и соответственно в воздухе.

Анализ выражения (2) показывает, что органические сцинтилляторы обладают «ходом с жесткостью» вследствие ослабления излучения в сцинтилляторе и невоздухоэквивалентности по атомному номеру. Обе причины увеличивают «ход с жесткостью» и не могут компенсировать друг друга. Для неорганических сцинтилляторов «ход с жесткостью» определяется теми же причинами, что и для органических, но так как атомный номер у них больше, чем у воздуха, то отношение μ_{mz}/μ_{mn} уменьшается с увеличением энергии излучения и поэтому влияние его на «ход с жесткостью» частично компенсируется эффектом ослабления излучения в массе сцинтиллятора. Исследования дозиметрических характеристик неорганических и органических сцинтилляторов [35] показали, что последние не пригодны для дозиметрии рентгеновского и γ -излучения энергий ниже 150 кэВ, а неорганические — ниже 250 кэВ. Комбинируя органические и неорганические сцинтилляторы, а также вводя в сцинтиллирующие пластмассы в качестве наполнителей тяжелые вещества, можно получить смеси, у которых эффективный атомный номер близок к эффективному атомному номеру воздуха, и тем самым компенсировать «ход с жесткостью» для излучений с энергией фотонов до нескольких десятков килоэлектронвольт. В работе [35] приведены энергетические ха-

рактистичности некоторых комбинированных детекторов, состоящих из сцинтиллирующей пластмассы с добавлением сернистого цинка, активированного серебром, йодистого калия или йодистого цезия, активированных таллном, бромистого калия, хлористого натрия, хлористого калия, тетрафенилсвинца и тетрафенилолово (см. таблицу).

Сравнительные характеристики детекторов

| Примесь | Концентрация, % | Высота детектора, мм | Область энергии квантов, кэВ | «Ход с жесткостью», % |
|--|-----------------|----------------------|------------------------------|-----------------------|
| Сернистый цинк, активированный серебром (светосостав ФС-4) | 0,3 | 20 | 30—130 | 3 |
| Йодистый цезий, активированный таллном | 0,2 | 5 | 55—130 | 7 |
| Йодистый калий, активированный таллном | 0,2 | 4 | 60—130 | 7 |
| Бромистый калий | 1,6 | 10 | 60—130 | 7 |
| Хлористый калий | 8 | 6 | 60—130 | 7 |
| Тetraфенилсвинца | 3 | 10 | 40—130 | 5 |
| Тetraфенилолово | 2,75 | 30 | 50—130 | 7 |

Лучшим детектором с точки зрения измеряемого энергетического интервала излучения, а также погрешности за счет «хода с жесткостью», является комбинированный детектор на основе сцинтиллирующей пластмассы с примесью сернистого цинка, активированного серебром (светосостав ФС-4). Однако размеры такого детектора (высота 20 мм) мало удовлетворяют требованию о малых размерах, необходимому для измерения поглощенных доз в радиочувствительных органах (см. стр. 27). В работах [36, 37] для определения интегральной поглощенной дозы в отдельных органах (селезенка, почки, печень, гонады) применен метод «тканезквивалентных» сцинтилляционных детекторов, моделирующих эти органы на фантоме. Плотность некоторых сцинтилляционных растворителей близка к плотности мягких тканей [27], что позволило моделировать отдельные органы по форме и массе. Состав сцинтилляционного растворителя выбирали таким, чтобы отношение поглощенной в нем энергии к энергии, поглощенной в таком же объеме мягких тканей, было постоянным для возможно более широкого энергетического диапазона излучений.

Исследования дозиметрических характеристик ряда сцинтилляционных растворителей показали, что лучшим с точки зрения «тканезквивалентности» является смесь из 90% диоксана и 10% трибутилфосфата (компенсирующая добавка ТБФ) или 80% толуола + 20% ТБФ. Это видно из рис. 1, где приведены графики отношения поглощенных энергий в сцинтилляторе и в мягких тканях η в зависимости от энергии излучения E для детектора толщиной в $2,5 \text{ г/см}^2$. Максимальное расхождение поглощенных энергий в сцинтилляторе и в мягких тканях для диоксана + 90% ТБФ составляет 10% в диапазоне 10 — 200 кэВ.

С уменьшением толщины сцинтиллятора отношение энергий, поглощенных в нем и в тканезквивалентном веществе, приближается к единице и для сцинтиллятора толщиной $0,1 \text{ г/см}^2$ отклонение от единицы в диапазоне энергий 0 — 20 кэВ не превышает 15% (рис. 2).

Кроме жидких исследованы некоторые пластмассовые сцинтилляторы с компенсирующими добавками сернистого цинка [26, 27]. Такие сцинтилляторы обладают достоинством при измерении мощности экспозиционной

дозы, так как отличаются малым «ходом с жесткостью» в широком диапазоне энергий рентгеновского излучения, высокой чувствительностью, при относительно малых размерах детектора (по высоте), и широким диапазоном измеряемых доз.

Результаты исследований работ [36, 37] показали:

1. Пластмассовыми сцинтилляционными детекторами толщиной $0,1 \text{ мг/см}^2$ с «ходом с жесткостью» в $\pm 10\%$ можно измерять мощности экспозиционных доз от 20 кэв до 10 Мэв .

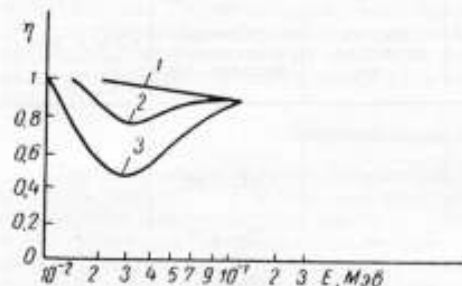


Рис. 1. Зависимость отношений η поглощенных энергий в сцинтилляторе и в мягких тканях от энергий излучения E
1 — диоксан $0,9 + 0,1 \text{ ТВФ}$, 2 — диоксан, 3 — толуол

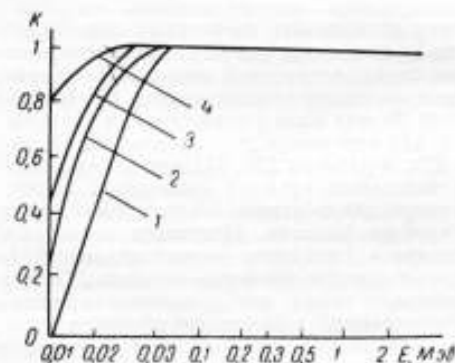


Рис. 2. Зависимость показаний K детектора от энергии излучения E для сцинтилляторов разной толщины

1 — 4 — толщина сцинтиллятора соответственно: 5; 1; 0,5; $0,1 \text{ г/см}^2$

стических исследованиях, но имеют ряд таких недостатков, как относительно большие габариты (диаметр сцинтиллятора не менее 15 мм), чувствительность к влажности, недостаточная механическая прочность. Кроме того, из-за отсутствия автономности сцинтиллятора по отношению к ФЭУ (соединение или непосредственное, или с помощью световодов) увеличиваются реальные габариты сцинтилляционного детектора, что приводит к невозможности использования их при измерении доз *in vivo* и к ограниченному применению при измерениях на фантомах и трупах.

2. Жидкие сцинтилляторы на основе диоксана и толуола, в которых использован в качестве компенсирующей добавки трибутилфосфат, могут быть применены для дозиметрии рентгеновского излучения в диапазоне от 45 кэв и выше. Однако при этом необходимо изготавливать светозащитные контейнеры, что существенно ухудшает «ход с жесткостью».

3. Лучшими для дозиметрии рентгеновского излучения следует считать пластмассовые сцинтилляторы с компенсирующей добавкой $\sim 0,4\%$ сернистого цинка (светосостава ФС-4). Пластмассовый сцинтиллятор состоит из 4% -го *p*-терфенила $+ 0,1\%$ РОРОР (1,4-ди-[2-(5-фениллоксазолил)]-бензол) в полистироле и имеет эффективный атомный номер $Z_{\text{эфф}} = 8,1$.

Как видно из работ [35 — 37], сцинтилляционный метод отличается рядом преимуществ перед ионизационным при измерении поглощенных доз в отдельных радиочувствительных органах (высокая чувствительность, возможность моделирования органов). Однако реализация этих преимуществ определяется свойствами не только сцинтилляторов [32], но и ФЭУ и, в первую очередь, необходимостью применять высокостабильные и малошумящие ФЭУ.

Детекторы из светосостава ФС-4, хотя и являются наиболее подходящими из числа сцинтилляционных детекторов для измерения доз в интервале энергий, применяемом в рентгенодиагно-

В связи с этим целесообразно рассмотреть термолюминесцентный метод дозиметрии, который находит в последнее время все большее применение в различных медико-биологических исследованиях.

Термолюминесцентный метод

За последние 10 лет в литературе появилось много работ о применении термолюминесцентных дозиметров в медицинской практике. Особого внимания заслуживают фосфоры фтористых соединений лития, а также боратов лития в виде порошков и монокристаллов [40—43].

Дозиметры на основе флюоридов и боратов лития имеют ряд положительных свойств [40, 43—48], что делает целесообразным использование их для измерения доз при рентгенодиагностических исследованиях. К этим свойствам относятся, например:

1) возможность измерять экспозиционные дозы в диапазоне энергий излучения, применяемого в практике рентгенодиагностики;

2) практически «тканезквивалентность» флюоридов лития осуществляется, начиная приблизительно с 30 кэв, так как его эффективный атомный номер $Z_{эфф} = 8,14$, а мягких тканей $Z_{эфф} = 7,42$;

3) высокая чувствительность (от 10 мр) при малых габаритах ($4 \times 4 \times 1$ мм);

4) независимость показаний в широком диапазоне мощностей доз (10^{-3} мр/сек — 10^7 р/сек);

5) высокая механическая прочность;

6) влагуустойчивость;

7) простота в обращении (очистка и стерилизация);

8) автономность по отношению к измерительному устройству.

Применение явления термолюминесценции в дозиметрии ионизирующих излучений основано на способности ряда люминесцирующих веществ накапливать энергию и выделять ее в виде световой вспышки при дополнительном возбуждении — прогреве при постоянной высокой температуре. Светосумма вспышки при постоянной температуре прогрева в некоторых пределах пропорциональна поглощенной энергии ионизирующего излучения. Подробно теория термолюминесценции, получение люминофоров флюоридов лития, применяемых для дозиметрии, а также способы измерения дозы термолюминесцентным методом рассмотрены в работах [48—57]. Поэтому в настоящем обзоре рассмотрим лишь основные дозиметрические характеристики и параметры некоторых коммерческих и экспериментальных дозиметров [57—61], удобных для использования при измерении доз в рентгенодиагностических исследованиях.

В работе [58] имеются сравнительные характеристики по «ходу с жесткостью» таких веществ, как естественные минералы и синтетические монокристаллы флюорида кальция, активированного марганцем, а также флюорида лития, активированного магнием или европием.

На рис. 3 показана зависимость чувствительности различных дозиметров от энергии излучения.

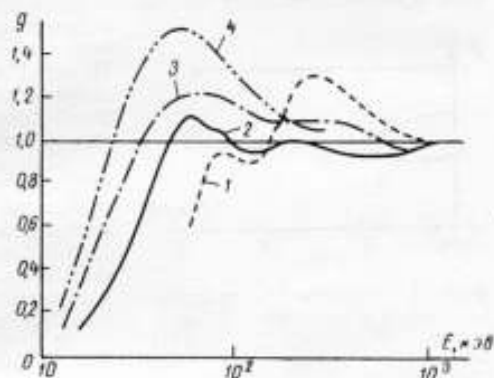


Рис. 3. Зависимость чувствительности g дозиметра от энергии излучения E

Дозиметры: 1 — стандартный CaF_2 с фильтром из Рb, толщиной 1,3 мм; 2 — CaF_2 с фильтром из Рb, толщиной 0,5 мм + 10% дырок; 3 — LiF с фильтром из Sn, толщиной 0,5 мм + 80% дырок; 4 — LiF, без фильтра
2 — 4 — дозиметры в пластмассовой оболочке

Наиболее удовлетворителен по «ходу с жесткостью» в диапазоне энергий излучения от 25 кэв и выше дозиметр LiF в пластиковой оболочке с фильтром из олова толщиной 0,5 мм Sn + 80% дырок (кривая 3).

В работах [41] приведены данные по использованию для дозиметрии так называемых боратов лития с улучшенной характеристикой по «ходу с жесткостью» (рис. 4). Из рисунка видно, что в диапазоне энергии излучения 10 — 100 кэв чувствительность дозиметра на основе бората лития в меньшей степени зависит от энергии излучения, чем чувствительность дозиметра на основе флюорида лития.

Однако использование боратов лития для дозиметрии ограничено в связи с технологическими трудностями получения чистого соединения. Термолуминесцентные фосфоры исключительно чувствительны к минимальным концентрациям примесей, наличие которых в фосфоре приводит к различным кривым термовысвечивания для одного и того же соединения, а следовательно,

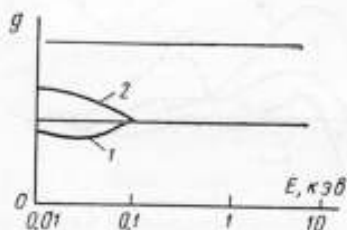


Рис. 4. Зависимость чувствительности g от энергии E дозиметров на основе LiF и бората лития

Дозиметры: 1 — из бората лития (LiB₃O₈; 0,1% Mn); 2 — стандартный LiF

термолуминесцентном дозиметре для измерения доз рентгеновского γ -, β - и нейтронного излучений, воздействующих на организм человека. Дозиметр состоит из активированного флюорида лития, смонтированного в пластмассовую оболочку. Диапазон измеряемых доз — 100 мр — 10⁶ р, при точности измерения $\pm 5\%$. Диаметр пластмассовой оболочки 3,2 мм, длина 16 мм. При измерении дозы кристалл нагревают до 300° С. Указано, что с помощью фильтров чувствительность дозиметра можно сделать одинаковой для энергии от 20 кэв до 1,3 Мэв.

Очень подробные сведения приведены в работе [52] о более совершенном термолуминесцентном дозиметрическом приборе. Прибор состоит из двух частей: нагревательного элемента с фотоумножителем, охлаждаемого водой, и электронного прибора для интегрирования света. Фосфор LiF используют в виде свободного порошка в полиэтиленовой оболочке. После облучения фосфор высыпают в небольшую чашечку, которую ставят на нагревательный элемент. Интегрирование света, высвечиваемого порошком LiF, оканчивается после нагрева образца. Информацию о дозе в цифровом обозначении получают на четырех декартонах.

Пределы измерений такого прибора 1 — 10 рад. Для повседневной работы погрешность измерений не превышает $\pm 15\%$. Прибор имеет «ход с жесткостью» порядка 40% при измерении рентгеновского излучения с эффективной энергией 30 кэв.

В работе [59] описан термолуминесцентный дозиметр (диаметр 3 мм и высота 15 мм) для измерений доз *in vivo* на основе LiF. Пять таких дозиметров, помещенных в полиэтиленовую жилу длиной 30 см, могут одновременно измерять дозы на разной глубине желудочно-кишечного тракта.

Дозиметр не имеет «хода с жесткостью» без фильтра — в диапазоне энергий излучения 100 кэв — 1,3 Мэв и с фильтром — в диапазоне 20 кэв —

и к погрешностям измерений при использовании таких фосфоров в дозиметрии. Поэтому до решения проблемы получения «чистых» боратов лития можно считать фтористые соединения лития LiF наиболее пригодными для измерения доз.

Данные ряда исследователей показали [41], что минимальная дозовая чувствительность флюоридов кальция и лития достаточно высока по сравнению с чувствительностью дозиметров ионизационного типа. Линейность показаний таких дозиметров (габариты 12×1,5 мм) обнаруживается до 10⁵ рад.

В литературе [41, 50—61] приведены различные типы коммерческих и экспериментальных дозиметров из флюорида лития.

В работе [45] в виде рекламы сообщено о малогабаритном универсальном

1,3 Мэв. Независимость его показаний от мощности дозы наблюдается в диапазоне 10 *мр/мин* — 10⁶ *р/мин*. При комнатной температуре он хранит информацию около 3 месяцев.

Таким образом, приведенные краткие литературные данные о некоторых параметрах и характеристиках ряда термолюминесцентных дозиметров, а также примеры их практического применения показывают, что они являются наиболее перспективными для измерения доз в практике рентгенодиагностики.

Выводы

Анализ литературных данных показывает, что для определения интегральной дозы, поглощенной организмом человека при рентгенологическом обследовании, и особенно для измерения доз, поглощенных радиочувствительными органами (гонады, печень, почки, селезенка, костный мозг), целесообразно применять:

1) для определения суммарной поглощенной дозы, получаемой за одно рентгенологическое обследование,— ионизационные методы с использованием плоскопараллельных ионизационных камер;

2) для измерения доз, поглощаемых различными радиочувствительными органами,—термолюминесцентный метод, используя соединения флюорида лития и параллельно измеряя дозы на фантомах, трупах, а также, по возможности, непосредственно на пациентах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ставицкий Р. В. и др. Основы радиационной защиты в рентгенологической практике. «Медицина», 1968.
2. Фриц-Нигли Х. Радиобиология, ее основы и достижения. Медгиз, 1961.
3. Петров В. А. и др. Доза облучения на поверхности тела и в области половых желез при рентгенологическом исследовании. Вестник рентгенологии и радиологии, 1963, № 6.
4. Seelentag W. Fortschr. Röntgenstr., 1957, N 3, p. 87.
5. Рейнберг. Проблема безопасности рентгенологических исследований. «Клиническая медицина», 1958, № 7.
6. Кацман А. Я. Лучевые нагрузки и противолучевая защита при рентгенологических процедурах. «Медицина», 1963.
7. Лорен В. Радиационная защита медицинского персонала и больных. Штутгарт, 1961.
8. Кронгауз А. Н. и др. Лучевые нагрузки на обследуемых при рентгенологических исследованиях и критерии допустимых доз. «Медицинская радиология», 1966, № 8.
9. Апасов Г. Н. О дозиметрии при рентгенологических исследованиях. «Медицинская радиология», 1960, № 1.
10. Афанасьев В. П. и др. Некоторые данные о степени облучения лиц, подвергающихся рентгенологическому исследованию. «Медицинская радиология», 1961, № 11.
11. Утехин Е. В. О дополнительном облучении больных при рентгенологических процедурах. Вестник рентгенологии и радиологии, 1962, № 1.
12. Рекомендации международной комиссии по защите от излучений. Лондон, 1965; Медгиз, 1958.
13. Фролова А. В. и др. Оценка тканезквивалентности веществ в области рентгенологического излучения. «Медицинская радиология», 1968, № 2.
14. Hartung K. et al. Stalenbelastung und strahleschutz in der pädiatrischen Röntgendiagnostie. Stuttgart, 1959.

15. Фролова А. В. и др. Дозиметрическое исследование ионизационных камер для мягкого рентгеновского излучения. Вестник рентгенологии и радиологии, 1961, № 1.
16. Фрейк В. А. Защита органов таза у детей при рентгенологических процедурах. «Ортопедия, травматология и протезирование», 1961, № 11.
17. Рейнберг Е. А. и др. Новые материалы и проблемы безопасности рентгенологических исследований. Вестник рентгенологии и радиологии, 1962, № 6.
18. Петров В. А. и др. Дозиметрические и качественные характеристики первичного и рассеянного излучения УРД-д-110. Вестник рентгенологии и радиологии, 1962, № 2.
19. Нессис А. И. Некоторые пути уменьшения вредного рентгеновского облучения и улучшение качества снимков. Вестник рентгенологии и радиологии, № 1, 1963.
20. Соболев Н. С. Ионизирующее облучение при рентгеновских исследованиях. Военно-медицинский журнал, 1964, № 2.
21. Срапионов А. С. К вопросу безопасности рентгенодиагностических исследований. Вестник рентгенологии, 1965, № 5.
22. Пружанский С. В. и др. Дозы рентгеновского излучения, получаемые обследуемыми при профилактических осмотрах. Вестник рентгенологии и радиологии, 1966, № 1.
23. Maupord W. V. Brit. J. Rad., 1940, v. 13, No 235.
24. Edward R. et al. Brit. J. Rad., 1963, No 424.
25. Garret R. et al. Health Physic, 1959, v. 2, No 189.
26. Reinsma K. Dosimetry for X-ray diagnostic, Dresden, 1962.
27. Arnal M. L. et al. Fortshr. Röntgenstr., 1961, Bd. 95, S. 323.
28. Зубкова Т. И. Лучевые нагрузки при гистеросальпингографии. Материалы к X научной конференции молодых специалистов, посвященной 83 годовщине института. ГИДУВ, 1968.
29. Zieler E. Fortshr. Röntgenstr., 1960, Bd. 91, S. 211; 1961, Bd. 94, S. 244.
30. Puchaujun P. et al. Brit. J. Rad., 1965, v. 38.
31. Ardran G. M. et al. Brit. J. Rad., 1962, v. 35, No 172; v. 36, No 689.
32. Belcher E. N. et al. Brit. J. Rad., 1957, v. 30, No 103.
33. Rossi H. H. et al. «Nucleonics», 1956, v. 14, p. 32.
34. Хайн Дж. и Браунелл Г. Радиационная дозиметрия. М., 1958.
35. Вершинина С. П. и др. Новые сцинтилляционные материалы для дозиметрии рентгеновского и γ -излучения. «Медицинская радиология», 1965, № 4.
36. Злобин Л. И. и др. Методы измерения интегральной поглощенной дозы в определенных органах моделированием их тканезквивалентными сцинтилляционными датчиками на фантомах. Труды по радиационной гигиене, вып. 3, 1967.
37. Злобин Л. И. и др. Исследование некоторых свойств органических сцинтилляторов для дозиметрии рентгеновского и γ -излучения. Труды по радиационной гигиене, вып. 3, 1967.
38. Berger R. Rad. Res., 1961, v. 15, No 1.
39. Whyte Q. W. Physical aspects of Dosimetry. Report CRV-1959, Nat. Bur. of Stand., 1961, Handbook 78.32.
40. Spruny Z. Thermoluminescent dosimetry. Atomic Energy Review, v. 3, No 2, 1965.
41. Solid state and Chemical Radiation dosimetry in medicine and biology. Proceeding of symposium, Vienna, 3-7 oct, 1966.
42. Vakutronic I. N. C. Informationsblatt für Thermolumineszenz dosimeter Lumiva VA-M-3, 1964.
43. Шарп К. К. и др. Некоторые вопросы техники измерения в термолуминесцентной дозиметрии. Рига, «Зинатне», 1967.
44. Кенпу G. M. Report TLD-19112, 1963.

45. Folwer J. M., «Nucleonics», 1963, v. 21, p. 60.
46. Goldstein N. et al. Health Phys., 1968, v. 14, p. 159—162.
47. Donoe I. B. Thermoluminescent radiatio dosimetry Instrum. Pract., 1966, v. 20, p. 143.
48. Reed G. W. Radiatio dosimetry, 1964.
49. Шварц К. К. Термолюминесцентная дозиметрия. Рига, «Зинетне», 1968.
50. Cameron J. R. Rad. Res. 1963, v. 19, p. 199.
51. Herforth L. et al. Medicine technique, 1964, v. 4, p. 105.
52. Frank M. et al. Kernenergie, 1963, Bd. 3, S. 173; Bd. 6, S. 176, 1964, Bd. 7, S. 6.
53. Herforth L. et al. Measurement of Doses by the Aid of luminescence Methods. Wissenschaftlich technisches simposium. Dresden, November, 1965.
54. Herforth L. et al. Experiences in assaying the evaluating device for lumeter thermoluminescence dosimeter. Radiobiol., Radioter., 1965, N 6.
55. Karzmark C. J. et al. Phys. Med. Biol., 1964, v. 9, p. 273.
56. Лэнггард. Радиобиология, радиотерапия. 1966, т. 7, стр. 97—101.
57. Kastner J. et al. Rad. Res., 1967, v. 32, p. 3.
58. Schulman J. et al. Nucleonics, 1960, v. 18, p. 3.
59. Edward R. et al. Brit. J. Rad. Res., 1963, v. 36, N 424.
60. Naylor G. P. Brit. J. Rad., 1967, v. 40, N 471.
61. Reichel G. W. et al. Zentralblatt für Gynkologie 90 Jahrgang, 23 März, 1968, H. 12.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.12.04.08 : 539.3

В. П. ГЛИНИН, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ

В связи с широким применением радиоактивных изотопов в различных областях народного хозяйства, в биологии и медицине, в научных исследованиях и оборонной технике, а также с бурным развитием атомной энергетики к дозиметрии предъявляются новые требования.

Наряду с индивидуальным дозиметрическим контролем, требующим высокой чувствительности, позволяющей измерять дозы, начиная с миллирад, возникает необходимость измерения больших доз ионизирующего излучения (кило- и мегарады).

Кроме большого диапазона измерения доз, к современным дозиметрическим системам предъявляют следующие требования: независимость показаний от вида и энергии излучений, длительность сохранения дозиметрической информации, возможность применения дозиметра при повышенных температурах, достаточная точность ($\pm 10\%$) при малых размерах и простом способе определения дозы и т. д. Однако ни одна дозиметрическая система не удовлетворяет полностью всем этим требованиям [1].

В настоящее время возрос интерес к термолюминесцентной дозиметрии (ТЛД), что нашло отражение во многих работах советских и зарубежных авторов [2—6]. Особенно следует отметить обзоры и библиографические указатели Зденека Спурны [1, 7—9], а также работы [10—13] рижской группы физиков под руководством К. К. Шварца, посвященные ТЛД на основе фтористого лития. Интересную и новую информацию можно найти в публикациях МАГАТЭ о международных симпозиумах в Вене в 1960, 1965 и 1966 гг. и в Бомбее в 1968 г. [14—17], СЭВ о конференции по вопросам до-

симетрии в Будапеште [18] и других международных конференциях [19—21]. Обзоры методов дозиметрии можно найти в трудах международной школы физиков «Эрико Ферми» [22], монографиях и сборниках [23—26].

Рассмотреть все эти работы в кратком обзоре практически не представляется возможным, поэтому остановимся подробнее на некоторых проблемах и новых возможностях радиационной и термолюминесцентной дозиметрии.

Большой интерес к ТЛД обусловлен исключительными свойствами этих дозиметров. Например, они могут измерять дозы, отличающиеся друг от друга на 10—12 порядков уровней (от 0,01 до 10^{10} рад), показания ТЛД не зависят от мощности дозы, что является их преимуществом. Хорошая воспроизводимость показаний и небольшие размеры дозиметра, достаточная длительность сохранения дозиметрической информации и возможность многократного применения, высокая чувствительность к α - β - γ -излучению, нейтронам и протонам — все это относится к несомненным достоинствам термолюминесцентных дозиметров. Основным недостатком термолюминесцентных фосфоров является их высокая чувствительность к минимальным концентрациям примесей. Поэтому воспроизведение свойств фосфоров сопряжено с рядом трудностей. Кривые термовысвечивания кристаллофосфоров зависят от их природы, приготовления и чистоты исходного сырья и применяемых активаторов.

Известно, что ионные кристаллы под действием ионизирующего излучения окрашиваются; это явление изучено достаточно подробно [27]. Для решения проблемы дозиметрии ионизирующего излучения необходимо знать механизмы радиоломинесценции (РЛ) и создания центров окраски. Новые интересные эффекты в области РЛ щелочногалогидных кристаллов (ЩГК) описаны в работах [28—31], выполненных в Ленинградском технологическом институте им. Ленсовета. Так, например, было обнаружено явление низкотемпературной вспышки РЛ в ряде ЩГК, обусловленное «пересадкой и западанием» дырок у центров свечения [32].

Низкотемпературную вспышку РЛ в кристаллофосфорах на основе NaCl, KCl и KBr наблюдали при следующих условиях (см. рисунок).

Если монокристаллы этих солей возбудить при низкой температуре β - или γ -излучением, а затем нагреть до определенной температуры T_2 и охладить, то при повторном возбуждении ионизирующим излучением будет наблюдаться сильное возрастание интенсивности РЛ (названное вспышкой). При этом начальная интенсивность вспышки $I_{всп}$ может быть значительно больше стационарной радиоломинесценции $I_{ст}$ первого облучения.

Коэффициент вспышки $K = I_{всп}/I_{ст}$ зависит от количества примесей в кристалле, поглощенной дозы излучения за время первого облучения и температурных условий опыта (температур первого облучения T_1 , частичного отжига T_2 и вспышки T_3).

В работах [30, 32] исследованы температурные условия возникновения вспышки РЛ в неактивированных и активированных Ag, Eu, Yb и P щелочногалогидных кристаллах с различными концентрациями активаторов [31—33]. При их больших концентрациях вспышка, как правило, уменьшается и может вообще не наблюдаться. Различные примеси в кристаллах могут как увеличивать, так и подавлять вспышку. В некоторых специально неочищенных кристаллах коэффициент K достигает 80—100. При этом за время реализации вспышки высвечивается в виде люминесценции около 2% поглощенной энергии ионизирующего излучения (абсолютный энергетический выход люминесценции) [30].

При втором облучении интенсивность вспышки уменьшается. Время, в течение которого K уменьшается от наибольшего значения до $1/2 K$, называется периодом полуспада $\tau_{1,2}$ и зависит от мощности дозы: чем больше мощность дозы, тем меньше $\tau_{1,2}$, однако K не изменяется.

Эффект вспышки РЛ можно использовать для дозиметрических целей. У некоторых ЩГК вспышка наблюдается при комнатной и даже более высокой температуре. Например, высокотемпературная вспышка РЛ возможна в кристаллах KBr (Eu), KCl (Yb). Вспышка может быть вызвана также облучением светом подготовленного кристалла. В этом случае кристалл

вместо вторичного облучения понизирующим излучением, освещают светом определенной длины волны. Например, свет с длиной волны 630 нм (F-свет) вызывает вспышку в ультрафиолетовой части спектра подготовленных к ней (вспышке) кристаллофосфоров на основе КВг. Регистрируют вспышку ФЭУ со светофильтром, не пропускающим красный свет.

Кроме того, щелочногалогенные кристаллы, активированные редкоземельными ионами, можно использовать для измерения β -излучения на значительном фоне α -излучения. Это объясняется тем, что ЩГК, активированные,

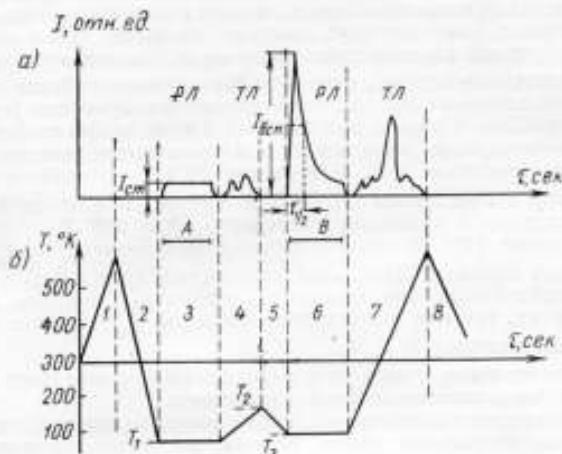


Схема опыта по изучению механизма вспышки радиолюминесценции (РЛ): а — интенсивность свечения кристалла в относительных единицах, б — изменение температуры кристалла во времени t

1 — отжиг кристалла до 600 — 700° К; 2 — охлаждение до температуры T_1 ; 3 — облучение понизирующим излучением с одновременной регистрацией стационарной интенсивности $I_{ст}$ и спектра радиолюминесценции; 4 — отжиг до температуры T_2 (частичный отжиг) с одновременной регистрацией интенсивности и спектров термолюминесценции (ТЛ); 5 — повторное охлаждение до T_3 ; 6 — повторное облучение кристалла понизирующим излучением (вспышка РЛ) — регистрация интенсивности $I_{всп}$ и спектров вспышки РЛ в процессе ее затухания; 7 — полный отжиг кристалла — регистрация ТЛ и спектров; 8 — повторение цикла
А — первое облучение, В — вспышка (второе облучение)

например, европием или иттербием, под действием α -излучения практически не светятся, а при β -излучении выход свечения у них большой [34].

Перспективно в дозиметрии применение аддитивно окрашенных кристаллов. В работах [35—37] описано практическое применение кристаллов, аддитивно окрашенных избытком щелочного металла. Для увеличения чувствительности кристаллов при измерении малых доз излучения нашли применение поликристаллические порошки, а также активированные и сенсibilизированные монокристаллы [38—40].

Следует отметить, что при значительных дозах облучения в ЩГК при коагуляции F-центров образуются коллоидные частицы. Это явление уже используют в дозиметрии. Скорость образования коллоидных частиц не зависит от скорости накопления F-центров в кристалле и определяется только дозой облучения [37]. Интерес представляет образование коллоидных ча-

стиц металла под действием нейтронного и смешанного ($n + \gamma$)-излучений в кристаллах LiF [2, 41, 42]. Этот эффект может служить основой для дозиметрии нейтронов.

Как следует из работы [43], для других кристаллофосфоров возможна визуальная регистрация небольших доз на основе коллоидообразования.

Перспективным представляется использование аддитивного окрашивания в парах галоида для регистрации α -излучения на большом β -фоне. В этом случае нельзя согласиться с мнением А. М. Кабаджи и др. [37] о том, что ЩГК, содержащие в избытке галогид, не могут быть применены в дозиметрии. В кристаллах, аддитивно окрашенных в парах брома или йода, выходы радиolumинесценции, как правило, значительно выше, чем в неокрашенных [44, 46]. Интересным их свойством является и большое отношение I_α/I_β — выходов свечения при возбуждении α - и β -излучением. После окрашивания кристаллов стационарная РЛ при возбуждении β -излучением увеличивается, например, для KBr в 1,5 раза, для KCl — в 4 раза, а при возбуждении α -излучением это увеличение достигает 25 и 45 раз, соответственно, т. е. будет иметь для KBr отношение $I_\alpha/I_\beta \approx 16$, а для KCl $I_\alpha/I_\beta \approx 11$.

Кроме того, в кристаллах KBr и KCl, прогретых в парах йода, обнаружены сцинтилляции в диапазоне температур 78 — 298° К с длительностью 0,05 — 0,15 мксек [46]. В случае сцинтилляции отношение I_α/I_β будет не менее 10. Таким образом, ЩГК, аддитивно окрашенные в парах галоида, являются перспективными для измерения нейтронных потоков на большом фоне γ -излучения, так как в принципе отношение I_α/I_β можно сделать пропорциональным отношению I_n/I_γ .

Все сказанное выше относится к радиационной дозиметрии; остановимся подробнее на термolumинесцентной дозиметрии.

Термolumинесценцию как метод исследования применяют очень широко. Этому явлению посвящены многие работы, из которых следует выделить [47, 48].

Под действием ионизирующего излучения в ионных кристаллах создаются свободные носители зарядов — электроны и дырки, которые локализуются на активаторе и дефектах решетки, и образуют электронные и дырочные центры захвата. Кристалл при этом окрашивается. Число образованных центров захвата пропорционально поглощенной дозе излучения, поэтому явление термolumинесценции нашло применение в дозиметрии. При нагревании облученного фосфора освобождаются носители заряда, что приводит к возникновению термolumинесценции. Мерой поглощенной дозы может служить как суммарный поток энергии люминесценции (интегральный метод), так и амплитуда отдельного термопика (пиковый метод). Вопросы техники измерения и аппаратуры в термolumинесцентной дозиметрии подробно рассмотрены в работах [11, 49 — 52].

Интегральный метод определения запасенной светосуммы более совершенен и погрешность его не превышает 5% в широком диапазоне доз. Пиковый же метод более простой и обладает большей пороговой чувствительностью (что важно при измерении малых доз), однако общая погрешность его достигает 10—20% [11].

Основные дозиметрические параметры: зависимость показаний от энергии ионизирующего излучения, дозы и ее мощности, сохранность дозиметрической информации и возможность применения ТЛД для регистрации различных видов ионизирующего излучения — характеризуются кривой термо-высвечивания. Из работ [44, 46] следует, что при аддитивном окрашивании в щелочногалогидных кристаллах создаются новые, более глубокие ловушки, т. е. увеличивается способность кристалла сохранять дозиметрическую информацию. Так, например, аддитивным окрашиванием можно создать высокотемпературный пик термовысвечивания (при температурах примерно 450 — 520° К), благодаря которому устраняются ошибки, связанные с аккумулярованием энергии, и сохраняется постоянно чувствительности при повторных измерениях. Интересны в этом отношении ЩГК с очень малым содержанием активатора. При аддитивном окрашивании их возможно соз-

данные различных по глубине ловушек, т. е. принципиально возможно создание ТЛД с заранее заданными свойствами сохранения запасенной светосуммы (Федингом).

Кристаллофосфоры на основе LiF в последние годы считают наиболее перспективными для дозиметрии; главное их достоинство — тканеквивалентность и возможность регистрации тепловых нейтронов [10]. Использование же других ЩГК (кроме LiF) перспективно с точки зрения больших выходов свечения, а применение специальных «дырчатых» фильтров дает возможность сгладить «ход с жесткостью». Интересно сравнить выход ТЛ кристаллофосфора LiF, составляющий, по данным работы [10], 0,03%, и кристаллофосфора активированных европием или иттербием, выходы которых достигают 2—3% [53]. Кроме больших выходов, возможны, как уже отмечено ранее, измерение α -излучения на значительном фоне β -излучения и регистрация нейтронов на большом γ -фоне, использование аддитивно окрашенных ЩГК как избирательных сцинтилляторов.

Кроме оптических методов измерения поглощенных доз, можно использовать для дозиметрических целей электрические и другие методы, например, термостимулированную концентрационную э. д. с., возникающую в кристаллах при облучении ионизирующим излучением и коррелирующую с кривой термовысвечения [54, 55].

Таким образом, из краткого обзора видно, что радиационная и термолюминесцентная дозиметрия перспективна как для индивидуальной дозиметрии, так и для измерения очень больших поглощенных доз смешанного ионизирующего излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sprung Z d. Thermoluminescent dosimetry. Atom. Energy Rev., 1965, v. 3, № 2, p. 61—115, Bibl. 275.
2. Шварц К. К., Грант З. А., Меже Т. К., Грубе М. М. Термолюминесцентная дозиметрия. Рига, «Зинатне», 1968. Библ. 520.
3. Бочвар А. И., Васильева А. А., Кеирим-Маркус И. Б. и др. Дозиметры ионизирующих излучений, основанные на измерении термолюминесценции алюмофосфатных стекол (Дозиметры ИКС). «Атомная энергия», 1963, т. 15, № 1.
4. Schulman J. H., Washington D. C. Основы твердотельной люминесцентной дозиметрии. Solid state and chemical radiation dosimetry . . . , 1967, p. 3—30.
5. Brooke C., Schages R. Последние достижения в области термолюминесцентной дозиметрии. Расширение сферы ее применения. Solid state and chemical radiation dosimetry . . . , 1967, p. 31—51.
6. Angino E. E., Grögler N., McCall R. Thermoluminescence Bibliography. Atomic Energy Comm. TID—3911 (Rev. 2), Feb., 1965, p. 97, Bibl. 1250.
7. Спурны З д. Дозиметрия с помощью твердых тел и подбор дозиметра для массового применения. Доклад на совещании стран СЭВ о результатах научно-исследовательских работ по дозиметрии твердыми телами и жидкостями. Будапешт, 29 сентября — 3 октября 1964 г.
8. Sprung Z d. Thermoluminescent Dosimetry. Bibliography Ces. Akad.— 1179/64. Informacni stredisko pro jadernou energii, 1964, p. 13.
9. Sprung Z d. Solid state dosimetry. Bibliograph, ser. N 23, 1967, Vienna, IAEA, p. 142, Bibl. 754.
10. Шварц К. К., Кристалсон Я. Ж., Лусис Д. Ю., Подиный А. В. Фтористый литий: оптические свойства и применение в термолюминесцентной дозиметрии. «Радиационная физика», т. V. Рига, «Зинатне», 1967. Библ. 367.
11. Шварц К. К., Меже Т. К., Грубе М. М. Некоторые вопросы измерения в термолюминесцентной дозиметрии. «Радиационная физика», т. V. Рига, «Зинатне», 1967. Библ. 24.

12. Грубе М. М., Меже Т. К., Грант А. Т., Шварц К. К. Термолюминесцентная дозиметрия на основе LiF. Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, 1967, т. 4.
13. Шварц К. К., Плявини И. К. Исследование радиационных процессов в ионных кристаллах. Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, т. 5, 1967, Библ. 139.
14. Personnel Dosimetry for Radiation Accidents. Pros. Sympos. Vienna, 8—12 March 1965, Vienna, IAEA, 1965, p. 714.
15. Solid State and chemical radiation dosimetry in medicine and biology. «Proceedings Series», Vienna, 3—7 Oct., 1966, IAEA, 1967, p. 471.
16. IAEA/WHO Regional Seminar for Asia and the Far East on Radiation Protection Monitoring BOMBAY, INDIA, Dec. 9—13, 1968.
17. Дозиметрия нейтронов. Материал симпозиума по нейтронной дозиметрии в целях радиологической защиты. Вена, 29 авг. — 3 сент. 1966 г. IAEA, 1967, p. 705.
18. Доклады на конференции стран СЭВ о результатах научно-исследовательских работ по дозиметрии твердыми телами и жидкостями. Будапешт, 29 сент. — 3 окт. 1964 г.
19. Schulman J. H. Survey of luminescence dosimetry. From International Conference of Luminescent Dosimetry, Palo-Alto, Californ., 21—23 June 1965 (CONF—650637).
20. Саметон J. R. Progress in radiation TLD. Paper N149 presented at the XI International Congress of Radiology, Rome, 1965.
21. Hanle W., Scharmann A. Measurement of external radiation doses by solid state dosimetry. p. 159—170 of «Personnel Dosimetry Techniques for External Radiation, their Application in Nuclear Installations». Proceeding of Symposium, Madrid; 1963; Paris, 1963, 510 pp.
22. «Radiation Dosimetry». Proceeding of the Intern. School of Physics «Enrico Fermi», v. 30, 1963. Bologna, Italian; New-York; London Acad. press. 1964, 308 p.
23. «Радиационная дозиметрия» под ред. Дж. Хайн и Г. Браунелла. Изд-во иностр. лит., 1958.
24. «Радиационная физика», т. II. Дозиметрия нейтронов и гамма-лучей. Рига, изд. АН Латв. ССР, 1964.
25. «Радиационная физика», т. V. Люминесценция и дефекты ионных кристаллов. Рига, «Зинатне», 1967.
26. Вопросы дозиметрии и защиты от излучения. Сб. МИФИ, вып. 7. Атомиздат, 1967.
27. Schulman J. H., Compton W. D. «Color centers in solids». International Series of Monographs of Solid State Physics, 1962, v. 2.
28. Михальченко Г. А. О некоторых особенностях радиолюминесценции щелочногалогидных кристаллов. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 29, 1965.
29. Плаченев Б. Т., Авдонин В. П., Глинин В. П. и др. Радиолюминесценция монокристаллов NaCl. «Оптика и спектроскопия», 1966, т. 21, вып. 3.
30. Плаченев Б. Т., Авдонин В. П., Глинин В. П. и др. Вспышка радиолюминесценции в кристалле NaCl. «Оптика и спектроскопия», 1966, т. 21, вып. 4.
31. Плаченев Б. Т., Авдонин В. П., Михальченко Г. А., Смагин В. М. Вспышка радиолюминесценции в кристаллах NaCl (Ag). «Оптика и спектроскопия», 1966, т. 21, вып. 6.
32. Плаченев Б. Т., Авдонин В. П., Михальченко Г. А. Вспышка радиолюминесценции в щелочногалогидных кристаллах. «Радиационная физика», т. V. Рига, «Зинатне», 1967.
33. Глинин В. П., Авдонин В. П., Михальченко Г. А., Плаченев Б. Т. Вспышка радиолюминесценции в кристаллах KBr (Ag). Краткие сообщения научно-технической конференции ЛТИ им. Ленсовета, 1968.
34. Глинин В. П., Авдонин В. П., Михальченко Г. А., Плаченев Б. Т. Радиолюминесценция кристаллов KBr (Eu) и KBr (Yb).

Краткие сообщения научно-технической конференции ЛТИ им. Ленсовета, 1968.

35. Бубнов В. С., Кеппим-Маркус И. Б., Смирнова Т. Н. Применение кристаллов КВг для дозиметрии γ -излучения. «Медицинская радиология», 1960, т. 5, № 3.

36. Etzel H. W., Patterson D. A. Method for producing radiation sensitive alkali halide crystals. U. S. Patent, 3021286, 13 Feb., 1962.

37. Кабачки А. М., Лаврентович Я. И., Пеньковский В. В. Химическая дозиметрия ионизирующих излучений. Киев, Изд. АН Укр. ССР, 1963.

38. Frank M., Herforth L. H. Handtrack Ch. Verfahren zum Herstellen von LiF — Thermolumineszenz Dosimetr. Patent ГДР кл. 21 g, 18/02 (НО5g) № 42614, заявка 4 мая 1963 г., опубликован 27 декабря 1965 г.

39. Niewiadomski T. Методы активирования и некоторые термолуминесцентные свойства LiF (CuAg) и CaF₂(Mn). «Nucleon», 1967, v. 12, № 4, p. 281.

40. Roman I., Wolsko-Witerowa M., Urbanowicz Z. Термолуминесцентные фосфоры, предназначенные для ядерной дозиметрии. Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Warsaw, Poland, Report № Cior — 59/D, 1966 г.

41. Витол А. Я. К образованию радиационных коллоидов металлического лития. Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, 1967, т. 4.

42. Lambert M., Mazières Ch., Guinier A. Выпадения лития в монокристаллах LiF, облученных тепловыми нейтронами. J. Phys. and Chem. Solids, 1961, v. 18, № 2/3, p. 129.

43. Штанько В. И., Михальченко Г. А. Радиационные превращения в щелочногалогидных кристаллофосфорах, имеющих объемноцентрированную кристаллическую решетку. Тезисы междувузовской конференции по вопросам радиационной физики, Томск, 5—10 июня 1967 г.

44. Глинин В. П., Авдонин В. П., Михальченко Г. А., Плаченев Б. Т. Радиолуминесценция некоторых аддитивно окрашенных кристаллов. Тезисы докладов научно-технической конференции ЛТИ им. Ленсовета, Л., 1967.

45. Глинин В. П., Авдонин В. П., Михальченко Г. А., Плаченев Б. Т. Влияние V- и F-центров на радиолуминесценцию щелочногалогидных кристаллов. Тезисы междувузовской конференции по вопросам радиационной физики, Томск, 5—10 июня 1967 г.

46. Глинин В. П., Авдонин В. П., Михальченко Г. А., Плаченев Б. Т., Смагин В. М. Влияние V- и F-центров на радиолуминесценцию щелочногалогидных кристаллов. Доклад на междувузовской конференции по вопросам радиационной физики, Томск, 1967.

47. Даниельс Ф., Боуд С. А., Саундерс Д. Ф. Термолуминесценция как средство научного познания. УФН, 1953, т. 51, вып. 2.

48. Луцник Ч. Б. Исследование центров захвата в щелочногалогидных кристаллофосфорах. Труды института физики и астрономии АН Эст. ССР, № 3, Тарту, 1955.

49. Bonfiglioli G., Brovettor, Corièse C. Apparatus for Thermoluminescence Measurements. Rev. Scient. Instrum., 1962, v. 33, p. 1095.

50. Frank M., Stolz W. Integrating dosimetry of ionizing radiations by measuring the luminescence and optical absorption of inorganic and organic substances. «Kernenergie», 1965, v. 8, p. 541. — Bibl. 128.

51. Webb G. A. Улучшенный метод регулирования нагрева интегральной термолуминесцентной дозиметрической системы. J. Scient. Instr. 1967, v. 44, № 6, p. 481.

52. Sachse E. Vorrichtung zum Ausheizen von TLD. Patent ГДР, кл. 21g, 18/02 (НО5g, GO1j), № 46506, заявлен 19 февраля 1965 г., опубликован 20 марта 1966 г.

53. Михальченко Г. А. Радиолуминесценция и послесвечение щелочногалогидных кристаллофосфоров. «Радиационная физика», т. V, Рига, «Зинатне», 1967.

54. Авдонин В. П., Васильев И. А., Михальченко Г. А. и др. Возникновение э. д. с. при отжиге монокристаллов NaCl(Ag), облученных β -частицами. «Физика твердого тела», 1965, т. 7.

55. Шибяев В. А., Авдонин В. П., Васильев И. А. и др. Механизм возникновения э. д. с. при облучении понижающим излучением. Изв. АН СССР, сер. физ., 1966, т. 30, № 4.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.16.04.08

Г. П. ОСТРОМУХОВА, С. А. РУСИНОВА
ВНИИМ

АТТЕСТАЦИЯ γ -ИСТОЧНИКОВ РАДИЯ ПО МОЩНОСТИ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ

В настоящее время γ -источники из ^{60}Co и ^{137}Cs , аттестованные как рабочие эталоны по мощности экспозиционной дозы, поверяют на эталонной установке, воспроизводящей указанную единицу в диапазоне энергий фотонов 300 — 3000 кэВ.

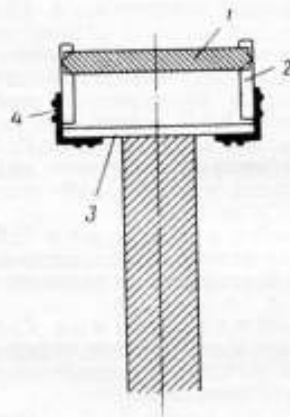


Рис. 1. Держатель с γ -источником из радия

1 — γ -источник из радия; 2 и 3 — пластинки из фторопласта; 4 — пружина из фосфористой бронзы

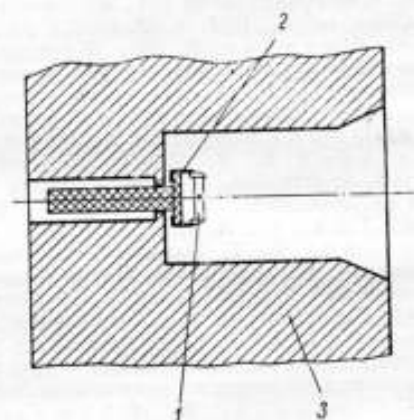


Рис. 2. Расположение держателя с γ -источником из радия в коллиматоре установки УПГД-1М (вид сверху)

1 — источник из радия; 2 — держатель; 3 — коллиматор

Образцовые γ -источники 1-го и 2-го разрядов из ^{60}Co и ^{137}Cs поверяют по мощности экспозиционной дозы методом относительных измерений, сравнивая мощность экспозиционных доз, создаваемых поверяемым источником и образцовым γ -источником высшего разряда.

В ГОСТ 12527—67 приведены основные технические характеристики γ -источников из ^{60}Co и ^{137}Cs , а также описаны методы проверки таких образцовых γ -источников 2-го разряда.

Конструкция радиевых источников не позволяет поверять их на эталонной установке по мощности экспозиционной дозы в качестве рабочих этало-

нов. Поэтому набор γ -источников из радия, аттестованный в качестве рабочих эталонов единицы массы радия, по мощности экспозиционной дозы был аттестован в качестве образцовых мер 1-го разряда.

В соответствии с техническими условиями этот набор был изготовлен из порошка безводного бромистого радия, запаянного в ампулы из стекла марки Ц-32 с наружным диаметром $4,1 \pm 0,2$ и длиной 38 — 42 мм. Стекло ампулы заключены в съемные платиноиридиевые футляры (90% платины + 10% иридия) с толщиной стенок 0,5 мм.

Благодаря большой длине радиевых γ -источников их нельзя было поместить в типовой цапговый держатель таким образом, чтобы продольные оси источников совпадали с осью коллиматора, т. е. так, как помещают источники из ^{60}Co или ^{137}Cs . При таком расположении мощность экспозиционной дозы, создаваемая радиевым γ -источником, весьма зависела бы как от распределения внутри ампулы соли радия, занимающей незначительный объем и свободно перемещающейся в ней, так и от незначительного отклонения продольной оси ампулы с радием от оси коллиматора, что приводило к изменению в поглощении γ -излучения стенками ампулы. Мощность экспозиционной дозы, создаваемой радиевым γ -источником, на определенном расстоянии могла измениться при этом на 15—20%.

Для того чтобы исключить зависимость значения мощности экспозиционной дозы от разной фильтрации γ -излучения стенками ампулы, был применен держатель (рис. 1), позволяющий установить ампулу так, чтобы продольная ось ее располагалась перпендикулярно продольной оси коллиматора; в результате рабочий пучок γ -излучения выходил из источника с боковой поверхности.

Гамма-источники из ^{226}Ra проверяли на установке УПГД-1М относительным методом, сравнивая мощность экспозиционной дозы, создаваемую одним из проверяемых источников и одним из эталонов ^{60}Co .

| Параметры | Номер источника | | | | | | | | | |
|---|-----------------|------|-------|------|------|------|-------|-------|------|--------|
| | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 |
| Мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 м*, $\text{p}/\text{ч} \cdot 10^3$ | 161 | 161 | 80,1 | 76,1 | 21,2 | 21,0 | 9,19 | 9,17 | 5,21 | 2,55 |
| Содержание радия в источнике, мг | 201,1 | 199 | 297,8 | 91,5 | 25,5 | 25,2 | 10,85 | 10,88 | 6,24 | 52,964 |
| Отношение мощности экспозиционной дозы на расстоянии 1 см от источника к содержанию радия** ($\text{p}/\text{ч}$)-мг | 7,65 | 7,74 | 7,78 | 7,90 | 7,93 | 7,97 | 8,05 | 8,05 | — | 8,08 |

* При лифратме 90 мм.

** Влияние рассеянного излучения от коллиматора исключено.

Расположение держателя с γ -источником из радия в коллиматоре представлено на рис. 2.

В качестве измерительного прибора использовали образцовый рентгенметр типа РП-1 с большой камерой, не имеющей в пределах погрешности измерений ($\pm 3\%$) «хода с жесткостью» в диапазоне энергий фотонов 300 — 1500 кэв.

Как указано выше, γ -источники из радия помещали в диафрагмирующем устройстве установки УПД-1М в держателях, которые не экранировали γ -излучение, выходящее из поверяемого источника; расстояние от центра источника до края диафрагмы при этом составляло 150 мм. На этом же расстоянии устанавливали в цапговых держателях γ -источники из ^{60}Co . При измерениях использовали диафрагму с диаметром отверстия 90 мм.

Мощность экспозиционной дозы, создаваемую γ -источником из радия, сравнивали с мощностью экспозиционной дозы, создаваемой рабочим эталоном из ^{60}Co . Для уменьшения погрешности сравнения при поверке источники подбирали так, чтобы эти мощности экспозиционных доз отличались не более, чем на 20%.

В таблице приведены создаваемые γ -источниками из ^{226}Ra и экспериментально определенные мощности экспозиционных доз, аттестованных в качестве образцовых мер 1-го разряда и одновременно являющихся рабочими эталонами единицы массы радия [1]. Значения мощностей экспозиционных доз даны для расстояния в 1 м от центра источника и определены при поверке источников в типовом коллиматоре с диафрагмой с диаметром отверстия 90 мм и длиной 150 мм. Результаты измерений приведены к 20 мая 1967 г.

Средняя квадратическая погрешность измерений мощностей экспозиционных доз $\pm 3\%$. В таблице также приведено содержание радия в поверяемых источниках [2].

Таким образом, рабочие эталоны единицы массы радия аттестованы по мощности экспозиционной дозы в качестве образцовых мер 1-го разряда, что позволяет использовать их при поверке образцовых γ -источников из ^{226}Ra 2-го разряда. В свою очередь, эти источники применяют для градуировки и поверки дозиметров, используемых при геологических исследованиях.

Если принять, что влияние рассеянного излучения от коллиматора для γ -источников из ^{226}Ra имеет то же значение, что и для γ -источников из ^{60}Co , и для коллиматора с диаметром отверстия 90 мм равно 5% [2], то можно рассчитать отношение мощности экспозиционной дозы (p/μ) на расстоянии 1 см от источника к содержанию радия (μ) [1] для каждого из поверяемых источников. Результаты этих расчетов приведены в таблице.

В таблице значения мощностей экспозиционных доз на 1 м радия даны для условий, когда исключено рассеянное излучение, создаваемое коллиматором.

Как видно из таблицы, для источников с большим содержанием радия наблюдается некоторое уменьшение отношения мощности экспозиционной дозы к содержанию радия, что объясняется самопоглощением γ -излучения солью радия. Для источников с содержанием радия около 3 мкг это отношение на расстоянии 1 см от источника совпадает с данными, полученными другими авторами [3—5].

Заключение

Аттестованы по мощности экспозиционной дозы рабочие эталоны единицы массы радия в качестве образцовых мер 1-го разряда. Даны рекомендации по устранению ошибок, возникающих при поверке γ -источников из радия на установке УПД-1М, обусловленных большими размерами ампул. Дана оценка отношения мощности экспозиционной дозы (p/μ) к содержанию радия (μ) на расстоянии 1 см от источника. Результат совпадает с данными других авторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Русникова С. А. Новые рабочие эталоны радия. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 55 (115). Стандартгиз, 1961.
2. Тучин В. Н., Остромухова Г. П., Юдин М. Ф. О влиянии коллимирующего устройства при градуировке рентгенметров с помощью образцовых гамма-источников. «Измерительная техника», 1965, № 8.
3. Attix F. H., Pitz V. H. J. Res. NBS, 1957, v. 59, p. 293.
4. Taylor Z., Singer G. J. Res. NBS, 1940, v. 24, p. 3.
5. Chosh A., Kaster J., White G. N. «Nucleonics», 1953, v. 4, p. 70.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

II. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ

УДК 536.54.539.164/.165

Л. П. КУЛЬКОВА, Е. А. ХОЛЬНОВА
ВНИИМ

АЛЬФА-БЕТА-КАЛОРИМЕТРЫ ЭТАЛОННОЙ УСТАНОВКИ ТИПА УЭА-5

Воспроизведение единицы активности нуклидов в α - и β -источниках в диапазоне от 1 *мюри* и выше осуществляется во ВНИИМ с помощью трех α - β -калориметров, входящих вместе с γ -калориметрами в состав эталонной калориметрической установки типа УЭА-5.

Первый вариант подобных калориметров описан в работе [1]. Однако в последние годы эти калориметры были заменены новыми, отличающимися от прежних как конструкцией, так и своими качественными характеристиками, хотя и не имеющими принципиальных отличий.

Новая установка с α - β -калориметрами состоит из двух частей: электроизмерительного стенда и масляного термостата, в котором размещены калориметры. Обе части установки связаны между собой только соединительными проводами и могут находиться друг от друга на значительном расстоянии. Термостат с калориметрами установлен в термостатной комнате, а измерительный стенд находится в смежном помещении. Это, а также ряд других мероприятий (увеличение объема термостатной ванны, использование в термостате масла и пр.) позволило существенно улучшить условия термостатирования калориметров.

Установка УЭА-5 включает в себя три независимых α - и β -калориметра с индексами АК-1, АК-2 и АК-3, рассчитанных на различные по форме и размерам α - и β -источники; один из них предназначен для сличения радиесных эталонов. Калориметры эти — двойные, дифференциальные, статического типа. Принцип действия их хорошо известен. Устройство всех калориметров одинаково и во многом напоминает радиационные весы*, используемые в НБЭ для сличения эталонов радия [2].

Каждый калориметр состоит из двух совершенно одинаковых медных стаканчиков — приемников тепла, поверхность которых позолочена и отполирована (рис. 1).

Калориметрические стаканчики установлены в полости внутри массивного медного блока, выполненного в виде нескольких отдельных дисков, нарезанных последовательно на два стержня. Этот блок служит для выравнивания температуры в обеих частях калориметра. Большая теплоемкость и

* Главное отличие калориметров от радиационных весов состоит в том, что у последних измерение теплового эффекта источника основано на его компенсации охлаждением с использованием эффекта Пельтье и последующим измерении этого эффекта. В установке УЭА-5 измерение тепловой мощности источника опирается на точную градуировку калориметра в абсолютных ваттах с помощью нагревательной катушки.

высокая теплопроводность медного блока позволяют сглаживать температурные колебания окружающей среды.

Каждый стаканчик снабжен термобатареей для измерения его температуры. Термобатарея смонтирована так, что верхние, «горячие», спай термодпар входят в гнезда в стенке стаканчика, а нижние, «холодные», спай погружены в масло, налитое на дно полости в медном блоке. Переход на термодпары из хромель-копели, а также увеличение их числа в термобатарее позволили несколько увеличить ее чувствительность. При работе калориметра термобатареи обоих стаканчиков включают навстречу друг другу. В этом случае показания гальванометра, включенного в цепь термобатарей, будут пропорциональны разности температур между стаканчиками.

В отличие от прежней конструкции внутрь калориметрического стаканчика смонтирована постоянная нагревательная катушка из манганиновой

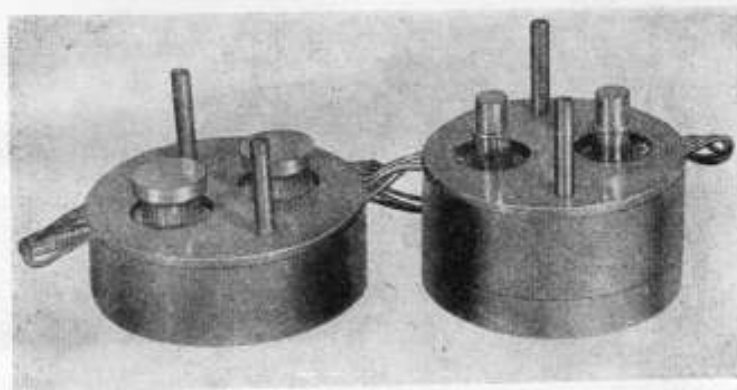


Рис. 1. Общий вид калориметров АК-2 (справа) и АК-3 (слева)

проволоки, намотанной на тонкостенную медную трубку, которую затем вставляют в стаканчик вплотную к его стенкам. Благодаря этому создаются одинаковые условия при градуировке калориметра и измерении источников (теплообмен по проводам, общая теплоемкость и т. п.).

Блок с калориметром помещен в герметичную латунную камеру, устанавливаемую в масляном термостате (рис. 2), температуру которого можно поддерживать постоянной в пределах $\pm 0,01^\circ\text{C}$. Объем ванны термостата увеличен до 200 л ($850 \times 550 \times 430$ мм), что позволяет помещать в него одновременно две камеры с калориметрами. Для защиты от γ -излучения, выходящего из калориметра, вокруг камеры предусмотрена защита из свинца, которая состоит из нескольких колец, поставленных друг на друга и образующих своего рода свинцовый колодец со стенкой толщиной 5 см. Наличие колодца способствует лучшему термостатированию калориметра, так как внутри колодца создается изолированный объем, температура которого более стабильна, чем в остальной части термостата, благодаря большой массе и значительной тепловой инерционности свинцового колодца.

Определять тепловую мощность источника можно двумя способами: методом отклонения и методом компенсации.

В первом случае измеряемый источник помещают в один стаканчик калориметра, который начинает постепенно нагреваться за счет поглощения в его стенках α -излучения, β -частиц и другого легкопоглощаемого излучения; γ -излучение практически полностью выходит из стаканчика. Во второй стаканчик калориметра вкладывают аналогичный по массе и форме имитатор источника. По достижении теплового равновесия измеряют отклонение λ

гальванометра в цепи термопарей, т. е. величину, характеризующую разность температур между стаканчиками. Предварительно проградуировав калориметр по источнику известной мощности (нагревательная катушка), определяют тепловую мощность источника, сопоставив измеренное отклонение в гальванометре и градуировочные данные.

В тех случаях, когда требуется максимальная точность измерения, используют метод компенсации. При этом нагревание одного стаканчика измеряемым источником компенсируется таким же нагреванием другого стаканчика нагревательной катушкой. Ток через нагреватель подбирают так, чтобы гальванометр в цепи термопар вернулся в нулевое положение. Компенсирующую мощность определяют, измерив потенциометром силу тока через

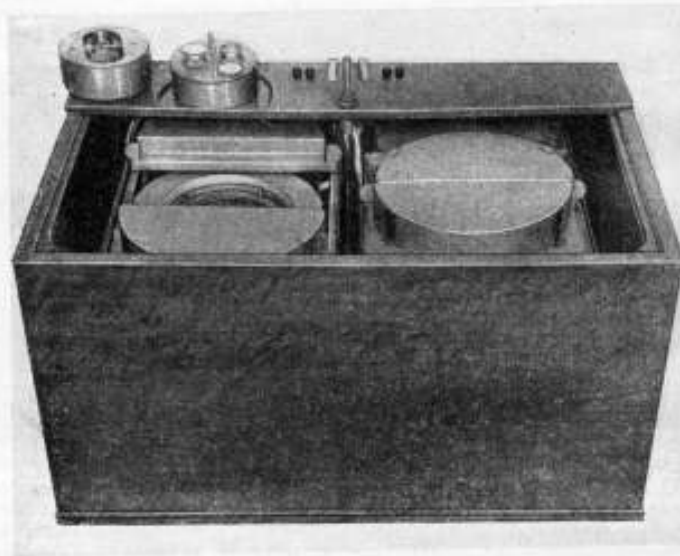


Рис. 2. Общий вид масляного термостата

нагреватель и его сопротивление. Чтобы исключить некоторую неидентичность правого и левого стаканчиков калориметра, источник и его имитатор затем меняют местами и повторяют измерения.

Основные характеристики каждого из калориметров, входящих в установку УЭА-5, приведены в таблице.

Основные параметры калориметров

| Индикс калориметра | Размеры стаканчика, мм | | | | Число термопар, шт. | Время установившегося равновесия, мин | Чувствительность, мВ/мкВт |
|--------------------|------------------------|--------------------|--------------------|----------------|---------------------|---------------------------------------|---------------------------|
| | $d_{\text{нар}}$ | $d_{\text{внутр}}$ | $l_{\text{внутр}}$ | толщина стенки | | | |
| АК-1 | 7,2 | 5,2 | 45,0 | 0,8 | 16 | 30 | 1,466 |
| АК-2 | 15,0 | 12,4 | 30,8 | 1,1 | 24 | 80 | 0,990 |
| АК-3 | 35,0 | 33,0 | 4,7 | 1,0 | 24 | 85 | 0,516 |

Калориметр АК-1 предназначен для измерения радиевых эталонов. В соответствии с этим выбраны размеры его стаканчиков: $d_{\text{нар}} = 7,2 \text{ мм}$, $d_{\text{внутр}} = 5,2 \text{ мм}$, $l_{\text{внутр}} = 45 \text{ мм}$. Чувствительность калориметра с гальванометром М17/3 $C_I = 5 \cdot 10^{-10} \text{ а/(мм/м)}$, равная $1,466 \text{ мВ/мквт}$, достаточна для измерения тепловых мощностей, начиная с 20 мквт . Средняя квадратическая погрешность определения тепловыделения источника при достаточном числе измерений равна $0,15 - 0,2\%$. С помощью этого калориметра производят как относительные измерения радиевых источников путем сравнения их с эталонами, так и абсолютные измерения активности радия в эталонах. Подробное изложение методов измерений и обработки результатов даны на стр. 56 — 62.

Калориметр АК-2 (рис. 1, справа) предназначен для измерения активности α - и β -источников цилиндрической формы, у которых $d_{\text{внутр}}$ не превышает $12,4 \text{ мм}$ и $l_{\text{внутр}}$ не более $30,8 \text{ мм}$. Толщина стенки стаканчика достаточна для полного поглощения β -частиц с энергией до 1500 кэВ . При более жестком β -излучении источник вкладывают в калориметр в дополнительный свинцовый пенал. Чувствительность калориметра с гальванометром М 17/3 равна $0,990 \text{ мВ/мквт}$, нижний предел измерений — около 30 мквт , погрешность измерения теплового эффекта $0,2 - 0,3\%$.

С помощью калориметра АК-2 нами измерялась, например, активность трития в запаянных ампулах с тритированной водой. Если учесть, что средняя энергия β -частиц трития очень мала и составляет $5,67 \text{ кэВ}$ [3], то легко подсчитать, что нижний предел измерения его активности на этом калориметре равен примерно $0,5 \text{ кюри}$. В дальнейшем такой градуированный раствор трития с высокой удельной активностью соответствующим образом разбавляли и использовали для приготовления образцовых растворов меньшей концентрации.

Калориметр АК-3 (рис. 1, слева) предназначен для измерения α - и β -источников, нанесенных на металлическую подложку, имеющую форму диска. Поэтому стаканчики калориметра выполнены в виде круглой плоской коробочки диаметром 35 мм и высотой $7,5 \text{ мм}$. В дне коробочки равномерно по кругу просверлено 24 отверстия, в которых сидят верхние, «горячие», спай термопар. Нагревательная катушка намотана на металлическую пластину диаметром 33 мм и помещена на дно коробочки. Чувствительность калориметра, как показала его градуировка, равна $0,516 \text{ мВ/мквт}$ и позволяет измерять тепловые мощности, начиная с 50 мквт . Средняя квадратическая погрешность определения тепловыделения источника равна $0,2 - 0,5\%$. С помощью калориметра АК-3 можно измерять, например, активность трития в тритиевых мишенях, используемых для нейтронных генераторов.

Для перехода от измеренной калориметром тепловой мощности источника W к его активности служит формула

$$A = \frac{W}{E},$$

где A — активность источника, расп/сек ; E — средняя энергия, которую выделяет в калориметре данный нуклид в расчете на один акт распада.

При измерении β -источников с высокой граничной энергией β -спектра вводят поправку на тормозное излучение.

Из этой формулы следует, что погрешность определения активности источника будет складываться из погрешности калориметрических измерений тепловой мощности источника ΔW и погрешности, с которой известна энергия распада измеряемого нуклида ΔE . Как указано выше, погрешность калориметрических измерений тепловыделения источника не превышает $0,2 - 0,5\%$; погрешность же, с которой известна величина E , в большинстве случаев гораздо больше и меняется в зависимости от нуклида в пределах $0,5 - 5\%$. В тех случаях, когда погрешность ΔE превышает ΔW , она является определяющей при установлении погрешности измерения активности. Так, в случае трития погрешность $\Delta E = 1\%$, отсюда погрешность определения активности трития не менее $1,2 - 1,5\%$. Для α -источников погрешность

измерения активности значительно меньше ввиду того, что энергия α -частиц обычно известна с хорошей точностью (до 0,1 — 0,2%). Так, при измерении активности радия (по α -излучению) погрешность измерения составляла 0,5 — 0,7 %*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимофеева Л. П., Хольнова Е. А. Калориметрическая установка для измерения препаратов радия. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 55 (115). Стандартгиз, 1961.

2. Мэнн W. B. J. Research NBS, 1954, v. 52, p. 177.

3. Манн У. Б., Селигер Г. Г. Приготовление и применение эталонных радиоактивных препаратов. Госатомиздат, 1960.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.166.03.089.6

А. Ф. ДРИЧКО, Ф. М. КАРАВАЕВ
ВНИИМ

УСТАНОВКА ТИПА УПИ-3 ДЛЯ ПОВЕРКИ γ -ИСТОЧНИКОВ

Установка типа УПИ-3 создана для поверки образцовых радиевых γ -источников, служащих для передачи размера единицы массы радия в диапазоне 10^{-3} — 1 мз от рабочих эталонов к рабочим источникам в соответствии с действующей поверочной схемой [1]. Передача размера единицы массы радия от образцового источника высшего разряда к образцовому источнику низшего разряда или рабочему источнику осуществляется относительным методом путем сравнения источников по интенсивности их γ -излучения.

Основными элементами установки являются: цилиндрическая 4л-ионизационная камера с «колодцем» и электрометрический усилитель постоянного тока. В установке использован компенсационный метод измерения: падение напряжения, создаваемое током от ионизационной камеры на входном сопротивлении усилителя, компенсируется напряжением обратного знака, при этом усилитель постоянного тока выполняет функции чувствительного нуль-индикатора.

Кроме того, в состав установки (рис. 1 и 2) входят: высоковольтный источник питания ионизационной камеры типа ВС-22, самопишущий потенциометр типа ЭПП-09М3 и источник компенсирующего напряжения, состоящий, в свою очередь, из высокоомного потенциометра типа ПВ-6, аккумуляторной батареи типа ЗСТ-84, гальванометра типа ГПЗ-2 и нормальных элементов.

Цилиндрическая 4л-ионизационная камера с «колодцем» в качестве детектора γ -излучения выбрана по следующим соображениям: 1) при измерениях в 4л-геометрии устраняется влияние анизотропии излучения источников; 2) заданные пределы измерения массы радия в источниках не позволяют использовать 4л-счетчики; 3) такая камера в известных пределах не чувствительна к размерам и положению источников относительно ее центра.

Камеры подобного типа применяют в крупнейших зарубежных метрологических лабораториях.

Корпус ионизационной камеры (рис. 3) представляет собой алюминиевый закрытый цилиндр 7 с наружным диаметром 295 мм и высотой 324 мм; толщина его боковых стенок 5 мм, основания и крышки 7 мм. В центре основания камеры укреплен изолятор 12 из оргстекла, через который проходит

* См. стр. 211.

корпус разъема; внутри этого корпуса во фторопластовом изоляторе в свою очередь проходит стержень с укрепленным на конце собирающим электродом 5. Последний представляет собой латунный цилиндр (высота 260 мм,

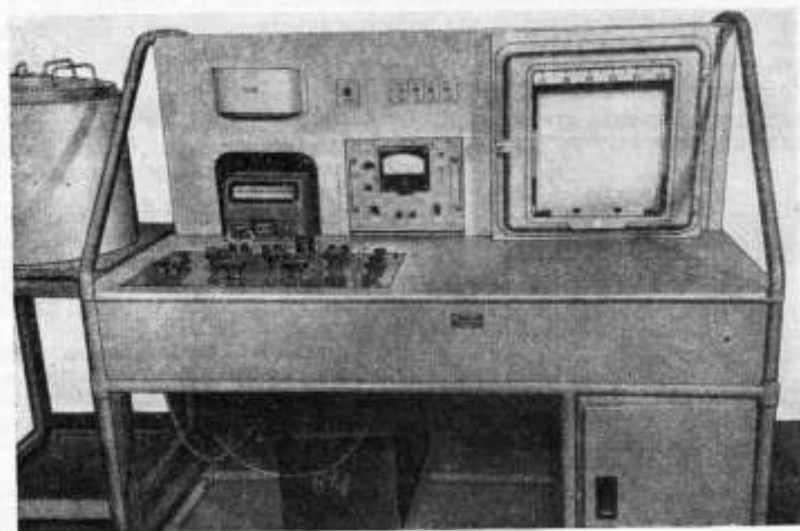


Рис. 1. Общий вид установки УПИ-3

диаметр 53 мм, толщина стенок 1,5 мм) с открытым верхним концом. Коаксиально с собирающим электродом расположен канал (колодец) 4 для измеряемого источника, представляющий собой латунный цилиндр (наружный диаметр 42 мм, высота 294 мм, толщина стенок 4 мм). Внутри этого цилиндра вставлен свинцовый цилиндр 3 со стенками толщиной 5 мм. Канал 4 для измеряемого источника изолирован от корпуса камеры втулкой 8 из оргстекла. Вся камера заключена в экран 6 из декапированной стали; между основанием камеры и основанием экрана имеется изолятор из оргстекла в виде диска толщиной 10 мм. Высокое напряжение подают на корпус камеры через штепсельный разъем.

Для уменьшения фонового тока камера заключена в свинцовый защитный экран 10 толщиной 50 мм. В крышке экрана имеется коническое отверстие для ввода в камеру измеряемого источника. Это отверстие закрывается свинцовой крышкой 9.

Объем камеры 20 л, длина плато вольт-амперной характеристики — не менее 1500 в, рабочее напряжение 1800 в. Эффективность камеры $4,0 \cdot 10^{-11}$ а/мс для ^{226}Ra , $7,5 \cdot 10^{-11}$ а/мкюри для ^{60}Co .

Длина плато графика зависимости ионизационного тока камеры от положения «точечного» источника 120 мм, при этом плато симметрично отно-

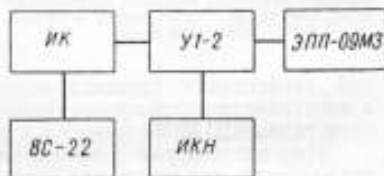


Рис. 2. Блок-схема установки УПИ-3

ИК — ионизационная камера; У1-2 — электрометр; ЭПП-09М3 — потенциометр; ВС-22 — выпрямитель; ИКН — источник компенсирующего напряжения

сительно геометрического центра камеры. Емкость между собирающим и потенциальным электродами камеры 100 пф, фоновый ток ее $2,5 \cdot 10^{-14}$ а.

В качестве нуль-индикатора в установке может быть использован любой ламповый электрометр, позволяющий измерять ток в пределах 10^{-14} — 10^{-10} а и приспособленный для работы в компенсационной схеме. В установке УПИ-3 использованы два электрометра: а) типа У1-2 и б) типа УНИВЕЛ-Л5 (ЧССР).

Электрометр типа УНИВЕЛ-Л5 с динамическим конденсатором имеет два диапазона измерения: $1 \cdot 10^{-14}$ — $1 \cdot 10^{-11}$ а и $1 \cdot 10^{-11}$ — $1 \cdot 10^{-9}$ а, соответствующие сопротивлениям на входе усилителя 10^{11} ом и 10^9 ом, и среднюю скорость дрейфа нуля — не более 3 мв/ч.

Флуктуационные шумы обоих электрометров весьма велики; для уменьшения их входы электрометров зашунтированы емкостями: 500 пф типа ПСО в электрометре У1-2 и типа ТС 286500 в электрометре УНИВЕЛ-Л5.

Напряжение, подаваемое на потенциальный электрод ионизационной камеры, дополнительно стабилизировано двойным RC-фильтром с сопротивлениями типа КВМ по 10^{10} ом каждое и емкостями типа ПОВ по 330 пф.

Потенциометр типа ПВ-6 имеет шесть декад с общим сопротивлением $2 \cdot 10^4$ ом. Для установления его рабочего тока служит гальванометр типа ГПЗ-2, с чувствительностью $2 \cdot 10^6$ мкА, и нормальные элементы 2-го класса. При этом, для расширения пределов измерения напряжений компенсации, используют несколько последовательно включенных нормальных элементов, в связи с чем соответственно увеличивается и напряжение питания потенциометра от аккумуляторной батареи типа ЗСТ-84. В качестве внешнего прибора, подключаемого к электрометрам для более точной

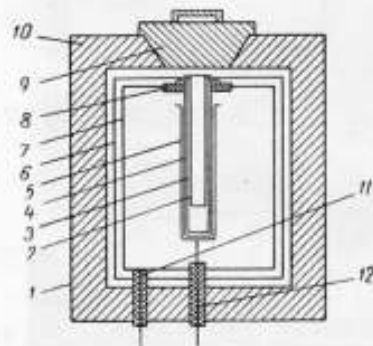


Рис. 3. Ионизационная камера в разрезе

1 — латунный кожух; 2 — пинал для ввода в камеру γ -источников; 3 — свинцовый цилиндр; 4 — собирающий электрод; 5 — стальной экран; 6 — потенциальный электрод; 7 — свинцовая крышка; 8 — полистироловый изолятор; 9 — свинцовый экран; 10 — свинцовый защитный экран; 11 — вывод потенциального электрода; 12 — вывод собирающего электрода

регистрации процесса компенсации, чем это позволяют встроенные в электрометры стрелочные приборы, используют самопишущий потенциометр типа ЭПП-09МЗ класса 0,5 со шкалой 10 мв.

Процесс проверки γ -источников на установке сводится к определению напряжений компенсации, соответствующих поверяемому и образцовому источникам, которые поочередно помещают в ионизационную камеру. При этом напряжение компенсации подают с потенциометра ПВ-6 на вход электрометра, а его значение считывают с декад потенциометра; процесс компенсации напряжения, создаваемого током ионизационной камеры на входе электрометра, записывается на ленту самопишущего потенциометра ЭПП-09МЗ.

Массу радия в поверяемом источнике вычисляют по формуле

$$M_n = M_o \frac{U_n}{U_o},$$

где M_o и M_n — масса радия в образцовом и поверяемом источнике, соответственно; U_o и U_n — компенсирующие напряжения, соответствующие образцовому и поверяемому источникам.

Результаты измерений на описываемой установке с электрометрами типов У1-2 и УНИВЕЛ-Л5 представлены в таблице.

Результат измерений массы радия в источниках из ^{226}Ra и активности нуклидов в источниках из ^{60}Co

| Вид нуклида | Единица измерения | Обозначения источников | | Измерения на установке УПГИ-3 | | | Измерения на установке УПГИ-2 | | Пределы относительной погрешности измерения, % | |
|-------------------|-------------------|--------------------------|----------------|----------------------------------|----------------------------|---|-------------------------------|---|--|------------|
| | | выбранного для сравнения | сравнительного | с электрометром типа «Уни-вел-5» | с электрометром типа У-1-2 | Относительная средняя квадратическая погрешность сравнения, % | Результаты | Относительная средняя квадратическая погрешность сравнения, % | | Результаты |
| ^{226}Ra | мг | 17 | 24 | 0,00147 | 0,00146 | 0,7 | 0,0013 | 2,7 | — | |
| | | | 23 | 0,00132 | 0,00132 | 0,7 | 0,0011 | 2,7 | — | |
| | | | 22 | 0,00897 | 0,00887 | 0,5 | 0,0090 | 1,3 | — | |
| | | | 21 | 0,0129 | 0,0128 | 0,5 | 0,0130 | 1,3 | — | |
| | | | 20 | 0,0653 | 0,0656 | 0,3 | 0,066 | 0,8 | — | |
| | | | 19 | 0,0883 | 0,0878 | 0,3 | 0,089 | 0,8 | — | |
| | | | 18 | 1,312 | 1,310 | 0,25 | — | — | 1,309 | 0,5 |
| | | | 13 | — | 10,88 | 0,25 | — | — | 10,85 | 0,5 |
| | | | 10 | — | 91,8 | 0,25 | — | — | 91,5 | 0,5 |
| | | | 9 | — | 97,3 | 0,25 | — | — | 97,8 | 0,5 |
| ^{60}Co | микро | А-4 | В-4 | — | 0,516 | 0,25 | — | — | 0,52 | 4 |
| | | | Г-4 | — | 0,549 | 0,25 | — | — | 0,55 | 4 |
| | | | Д-4 | — | 0,533 | 0,25 | — | — | 0,53 | 4 |
| | | | Е-4 | — | 0,531 | 0,25 | — | — | 0,52 | 4 |
| | | | Е-5 | — | 2,74 | 0,25 | — | — | 2,70 | 4 |

Как следует из изложенного, установка пригодна для проверки не только радиевых γ -источников, но и γ -источников из других нуклидов, а с электрометром типа У1-2 ее можно использовать для проверки источников с активностью до нескольких кюри. В таблице приведены результаты измерения массы в источниках радия, содержащих 91,5 и 97,8 мг радия. Только отсутствие достаточной защиты не позволило произвести измерения с источниками, содержащими большее количество радия.

В таблице приведены также результаты измерений массы радия в источниках из ^{226}Ra и активности нуклида в источниках из ^{60}Co на установке УПИ-2 [2] со сцинтилляционным счетчиком и на эталонной установке УЭА-4 [3, 4]. Результаты измерений на установке УЭА-4 послужили основанием для аттестации источников в качестве рабочих эталонов, при этом активность нуклида в источниках из ^{60}Co была определена абсолютным методом.

Заключение

Результаты измерения массы радия в источниках из ^{226}Ra и активности ^{60}Co в источниках из ^{60}Co на установке УПИ-3 свидетельствуют о пригодности ее для аттестации γ -источников в качестве рабочих эталонов, образцовых источников 1-го и 2-го разрядов и рабочих источников из ^{226}Ra и других радиоактивных нуклидов в твердой и жидкой фазах в диапазоне активности 10^{-6} — 10^{-1} кюри. При этом для достижения точности, требуемой поверочными схемами [1], достаточно производить не более семи измерений компенсирующих напряжений для каждого источника, участвующего в проверке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверочные схемы. Изд-во стандартов, 1965.
2. Жуковская Л. П., Русинова С. А., Соколова И. А. Образцовая установка типа УПИ-2. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
3. Аглинцев К. К., Караваев Ф. М. Исследование эталонной установки для измерения γ -эквивалентов радиоактивных препаратов. Труды ВНИИМ, вып. 30 (90). Стандартгиз, 1957.
4. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Русинова С. А. Новые установки для сличения эталонных и образцовых радиевых излучателей. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Инф. сб. 2, Изд-во стандартов, 1964.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.16.03

А. Ф. ДРИЧКО, Ф. М. КАРАВАЕВ, Л. П. КУЛЬКОВА, Р. М. СЛУЖНЕВА,
Е. А. ХОЛЬНОВА
ВНИИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВКИ НА «САМОПОГЛОЩЕНИЕ» ДЛЯ РАДИЕВЫХ γ -ИСТОЧНИКОВ

Измерение массы радия в радиевых γ -источниках относительным методом путем сравнения их по интенсивности γ -излучения с образцовыми (или эталонными) источниками сопровождается систематической погрешностью, обусловленной различием в степени поглощения γ -излучения в сравниваемых источниках («самопоглощение»). Эта погрешность будет тем большей,

чем больше различаются количества радия в сравниваемых источниках. Точная оценка «самопоглощения» представляет весьма трудную задачу, и точность в определении соответствующей поправки является одним из основных источников погрешностей при градуировке радиевых γ -источников по γ -излучению.

Для уменьшения влияния «самопоглощения» при сравнении радиевых γ -источников обычно используют образцовые источники, отличающиеся от градуируемых по массе радия не более, чем в 3—4 раза. Однако и в этом случае систематическая погрешность, обусловленная «самопоглощением», как это будет показано ниже, может достигать 0,6—0,7%, т. е. будет сравнима со случайной погрешностью или даже превышать ее. При точных измерениях такую погрешность необходимо учитывать, вводя в результат измерений соответствующую поправку.

В ряде работ [1—3] предложены расчетные формулы для определения поправки на «самопоглощение» при сравнении радиевых источников с помощью ионизационной камеры, расположенной на большом расстоянии от источника (по сравнению с размерами последнего).

Для случая, когда радиоактивное вещество заполняет весь объем ампулы, предложены формулы:

$$1. \text{ Ампула в виде сферы радиуса } R: \\ \frac{I}{I_0} = 1 - \frac{3}{4} \mu R + \frac{4}{10} \mu^2 R^2. \quad (1)$$

Здесь и ниже I и I_0 — ионизационные токи в камере при наличии и отсутствии «самопоглощения» в источнике, соответственно; μ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения в веществе источника.

2. Ампула в виде цилиндра радиуса R (ось цилиндра перпендикулярна линии, соединяющей центры ионизационной камеры и источника):

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{8}{3\pi} \mu R + \frac{1}{2} \mu^2 R^2. \quad (2)$$

Для случая, когда радиоактивное вещество заполняет часть цилиндрической ампулы радиуса R :

$$\frac{I}{I_0} = 1 - a\mu R + b\mu^2 R^2, \quad (3)$$

где a и b — коэффициенты, зависящие от отношения h/R (h — высота слоя радиоактивного вещества при горизонтальном положении источника); значения a и b приведены на рис. 1.

Для точных измерений массы радия в радиевых источниках в СССР обычно применяют ионизационные камеры сферической формы с телесным углом 4π [4], обладающие рядом преимуществ перед камерами, используемыми для измерения излучения в ограниченном телесном угле. При измерениях радиевых источников с помощью камер с телесным углом 4π формулы (1) — (3) неприменимы. Точный расчет поправки на «самопоглощение» для источника сферической формы, полностью заполняющего объем ампулы радиуса R , приводит к формуле [5]:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{3}{8\mu^2 R^2} [2\mu^2 R^2 - 1 + e^{-2\mu R} (2\mu R + 1)]. \quad (4)$$

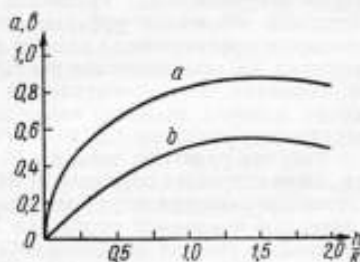


Рис. 1. Значения коэффициентов a и b в формуле (3)

Для приближенной оценки «самопоглощения» в радиевых γ -источниках, заключенных в цилиндрические ампулы и измеряемых с помощью ионизационной камеры с телесным углом 4π , в работе [6] дана формула

$$M_0 = M (1 + 3,6 \cdot 10^{-3} \sqrt[3]{M}), \quad (5)$$

где M_0 — истинное значение массы радия в измеряемом источнике; M — радиевый γ -эквивалент измеряемого радиевого источника, т. е. результат сравнения этого источника с образцовым радиевым источником без поправки на «самопоглощение».

Формула (5) применима для приближенной оценки «самопоглощения» в радиевых γ -источниках, содержащих от 20 до 300 мг радия.

Точный аналитический расчет влияния «самопоглощения» в образцовых радиевых γ -источниках, заключенных в цилиндрические ампулы, в которых радиевая соль заполняет лишь часть объема, и измеряемых в 4π -геометрии, весьма затруднителен. Трудность расчета значительно увеличивается, если учитывать вторичные эффекты, например, влияние рассеянного излучения, изменение эффективности камеры для рассеянного излучения и т. д. Поэтому поправки на «самопоглощение» для радиевых источников были определены на основании экспериментальных данных, полученных в процессе сличения набора рабочих эталонов единицы массы радия с новым Государственным (первичным) эталоном СССР — образцом № 5427 [7].

Рабочие радиевые эталоны № 7—18, содержащие от 1,15 до 200 мг радия, были сличены с образцом № 5427. Сличение по α -излучению осуществляли с помощью α -калориметров эталонной установки УЭА-5* и по γ -излучению — с помощью эталонной установки УЭА-4 с 4π -ионизационной камерой сферической формы со свинцовыми стенками толщиной 2 см [8]. Результаты сличения представлены во 2-й и 3-й колонках таблицы.

Как видно из таблицы, результаты калориметрических измерений массы радия в рабочих эталонах в области выше 2,9 мг систематически превышают результаты ионизационных измерений, что можно объяснить наличием трех неучтенных систематических погрешностей, источниками которых являются:

а) различие в толщине стенок стеклянных ампул рабочих эталонов (0,5 мм) и эталона № 5427 (0,27 мм); оценка этой погрешности не представляет особых затруднений;

б) различие в «самопоглощении» в сравниваемых эталонах (определение этой погрешности и составляет цель данной работы);

в) неточное знание количества радия-Д в рабочих эталонах, так как при их изготовлении радий-Д не был отделен от исходной радиевой соли и некоторая часть накопившегося в исходной соли радия-Д перешла в изготовленные рабочие эталоны. Оценить точно это количество не представляется возможным. Как известно, излучение радия-Д и его дочерних продуктов (радий-Е и радий-Ф), не влияющее на значение ионизационного тока в используемой камере, вносит заметный вклад в тепловой эффект, измеряемый в калориметре. Поэтому простое сопоставление результатов калориметрических и ионизационных измерений содержания радия в рабочих эталонах не дает возможности оценить «самопоглощение» в радиевых источниках.

Для определения влияния «самопоглощения» без искажающего влияния систематических погрешностей, указанных в пп. «а» и «в», значения массы радия в рабочих эталонах, определенные с помощью калориметрических и ионизационных измерений, были отнесены к соответствующим значениям для одного из наиболее «слабых» источников — эталона № 18. Полученные относительные значения массы радия в эталонах, приведенные в 4-й и 5-й колонках таблицы, уже не содержат систематических погрешностей, обусловленных разницей в толщине ампул и наличием радия-Д, так как эталон № 18 изготовлен из той же соли и заключен в такую же ампулу, как и остальные эталоны (№ 7—17). Поэтому различие между соответствующими цифрами, приведенными в 4-й и 5-й колонках, обусловлено только самопоглощением,

* См. стр. 53.

Результаты экспериментального определения коэффициента K , учитывающего «самопоглощение» в разливных γ -источниках

| Номера эталонов | M_{Γ} , мг | | M_{Γ}^0/M_{Γ} | | R_{Γ} | K_{Γ} | $S_0 K_{\Gamma} \pm \Delta$ | $K_{\Gamma}/K_{\Gamma 0}$ | $S_0 K_{\Gamma} / K_{\Gamma 0}$ |
|--------------------|-------------------|--------|---------------------------|--------|--------------|--------------|-----------------------------|---------------------------|---------------------------------|
| | калор. | копиз. | калор. | копиз. | | | | | |
| 7 | 202,41 | 198,03 | 154,28 | 150,36 | 1,02602 | 1,03216 | 0,27 | 1,01344 | 0,29 |
| 8 | 201,21 | 196,38 | 153,36 | 149,11 | 1,02852 | 1,03210 | 0,27 | 1,01338 | 0,29 |
| 9 | 98,303 | 96,736 | 74,924 | 73,452 | 1,02004 | 1,02697 | 0,18 | 1,00834 | 0,21 |
| 10 | 92,240 | 90,843 | 70,305 | 68,947 | 1,01925 | 1,02655 | 0,18 | 1,00793 | 0,20 |
| 11 | 25,664 | 25,389 | 19,558 | 19,278 | 1,01452 | 1,01935 | 0,11 | 1,00086 | 0,15 |
| 12 | 25,361 | 25,062 | 19,329 | 19,052 | 1,01453 | 1,01930 | 0,11 | 1,00081 | 0,15 |
| 13 | 10,904 | 10,825 | 8,3079 | 8,2194 | 1,01077 | 1,01571 | 0,088 | 0,99729 | 0,14 |
| 14 | 10,971 | 10,895 | 8,3613 | 8,2733 | 1,01063 | 1,01573 | 0,088 | 0,99731 | 0,14 |
| 15 | 6,2570 | 6,2320 | 4,7690 | 4,7320 | 1,00784 | 1,01369 | 0,076 | 0,99531 | 0,13 |
| 16 | 2,9716 | 2,9610 | 2,2652 | 2,2483 | 1,00754 | 1,01117 | 0,062 | 0,99283 | 0,12 |
| 17 | 1,1524 | 1,1620 | 0,8780 | 0,8823 | 0,99517 | 1,00274 | 0,016 | 0,98456 | 0,10 |
| 18 | 1,3116 | 1,3170 | 1 | 1 | 1 | 1,00538 | 0,030 | 0,98714 | 0,11 |
| 5427 | 20,976 | 20,976 | — | — | — | 1,01847 | 0,104 | 1 | — |

Примечание. Значение содержания радия в эталоне № 5427 указано, согласно паспорту, с пересчетом на январь 1968 г.

и сопоставление указанных данных для каждого эталона дает возможность определить его влияние в радиевых источниках.

Рассмотрим отношение относительных значений массы радия в эталонах, приведенных в 4-й и 5-й колонках таблицы:

$$R_i = \frac{(M_i/M_{18})_{\text{кал}}}{(M_i/M_{18})_{\text{ион}}}, \quad (6)$$

где M_i — значение массы радия в источнике, полученное в результате сравнения с эталоном, но без введения поправки на «самопоглощение», т. е. по существу радиевый γ -эквивалент источника.

Значение массы радия в i -м источнике, определенное calorиметрическим методом, равно

$$(M_i)_{\text{кал}} = \frac{Q_i}{Q_{5427}} M_{5427}, \quad (7)$$

где Q_i и Q_{5427} — тепловые эффекты, создаваемые в calorиметре излучением i -го источника и, соответственно, эталона № 5427; M_{5427} — паспортное значение массы радия в эталоне № 5427.

Аналогично результат ионизационного измерения массы радия в i -м источнике будет

$$(M_i)_{\text{ион}} = \frac{I_i}{I_{5427}} M_{5427}, \quad (8)$$

где I_i и I_{5427} — ионизационные токи, создаваемые в камере излучением i -го источника и, соответственно, эталона № 5427.

Подставляя формулы (7) и (8) в формулу (6), получаем

$$R_i = \frac{(M_i/M_{18})_{\text{кал}}}{(M_i/M_{18})_{\text{ион}}} = \frac{Q_i/Q_{18}}{I_i/I_{18}}. \quad (9)$$

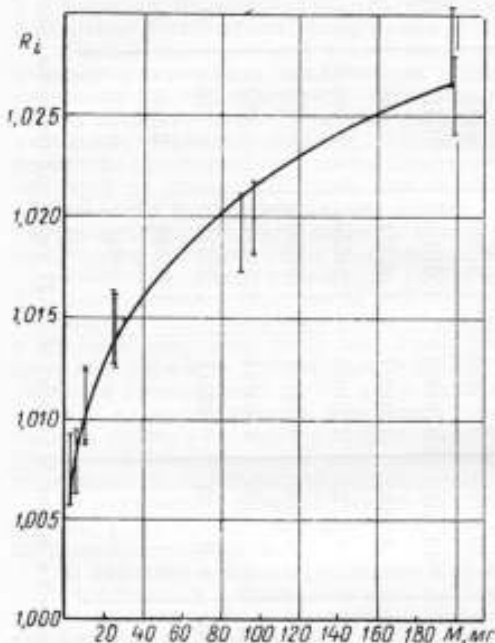


Рис. 2. Экспериментальные значения отношения R_i и кривая $R = f(M)$, полученная методом наименьших квадратов

Тепловой эффект в calorиметре связан с истинным значением массы радия $M_{\text{д}}$ в i -м источнике соотношением

$$Q_i = \alpha M_{\text{д}}, \quad (10)$$

где α — эффективность calorиметра.

С другой стороны, ионизационный ток в камере связан с истинным значением массы радия $M_{\text{д}}$ в i -м источнике соотношением

$$I_i = \frac{\beta M_{\text{д}}}{K_i}, \quad (11)$$

где β — эффективность камеры; K_i — множитель ($K_i > 1$), учитывающий «самопоглощение» в источнике.

Подставляя выражения (10) и (11) в выражение (9), получаем

$$R_i = \frac{K_i}{K_{18}}. \quad (12)$$

На рис. 2 нанесены экспериментальные значения R_i , приведенные в 6-й колонке таблицы.

Определим значения множителя K_i , учитывающего «самопоглощение» в радиевых γ -источниках:

$$K_i = \frac{M_{\text{ст}}}{M_i} \quad (13)$$

На основании анализа экспериментальных данных найдено, что наилучшее согласие с результатами измерений дает эмпирическая формула для R_i

$$R_i = 1 + a \sqrt[3]{M_i - 1,317} - b(M_i - 1,317). \quad (14)$$

Так как $R_i = K_i/K_{18}$ и при $M = 0$ значение K_0 должно быть равно единице, получаем, что

$$K_{18} = \frac{1}{1 - a \sqrt[3]{1,317} + 1,317b}. \quad (15)$$

Значения постоянных, определенные методом наименьших квадратов по экспериментальным значениям R_i , равны:

$$\left. \begin{aligned} a &= 4,890 \cdot 10^{-3} \text{ мг}^{-1/3}; \\ b &= 0,9157 \cdot 10^{-5} \text{ мг}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Таким образом, значение $K_{18} = 1,005378$, и выражение для поправочного множителя, исключающего систематическую погрешность при измерении массы радия в радиевых γ -источниках, обусловленную поглощением γ -излучения в веществе источника, имеет вид:

$$K_i = 1,005378 \times \left[1 + 4,890 \cdot 10^{-3} \sqrt[3]{M_i - 1,317} - 0,9157 \cdot 10^{-5} (M_i - 1,317) \right]. \quad (17)$$

Графически зависимость $K = f(M)$ представлена на рис. 3.

Относительная средняя квадратическая погрешность поправочного множителя K_i выражается формулой

$$S_{\text{окт}} = \frac{1}{R_i} \sqrt{[(M_i - 1,317)^{1/3} + K_i \cdot 1,095]^2 S_a^2 + (M_i - 1,317 + 1,317 K_i)^2 S_b^2}, \quad (18)$$

где $S_a^2 = 7,375 \cdot 10^{-8}$, $S_b^2 = 1,071 \cdot 10^{-10}$.

При градуировке радиевых источников относительным методом измеряемый источник сравнивают с образцовым и результат сравнения вычисляют по формуле

$$M_j' = M_0 \frac{I_j}{I_0}, \quad (19)$$

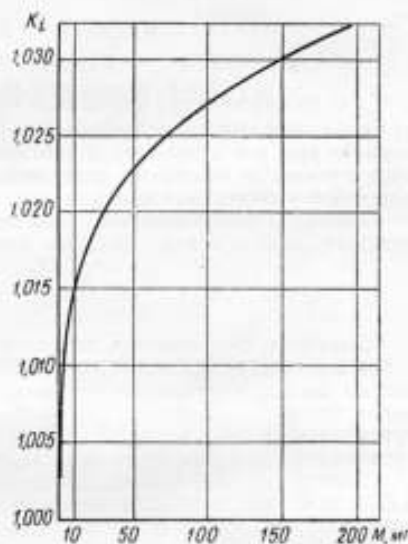


Рис. 3. Значения поправочного множителя K_i , учитывающего самопоглощение в радиевых γ -источниках с различным содержанием массы радия M и сравниваемых с эталоном № 5427

где M'_i — масса радия в поверяемом источнике без поправки на «самопоглощение»; M_o — масса радия в образцовом источнике; I_i и I_o — значения позитронных токов, создаваемых в камере излучением измеряемого и образцового источников.

При этом предполагается, что значения I_i и I_o не содержат систематических погрешностей, вызванных фоном камеры и утечками.

Для того чтобы учесть влияние «самопоглощения», значения I_i и I_o следует умножить на соответствующие поправочные множители K_i и K_o , из которых K_i вычисляют по формуле

$$K_i = 1,005378 \left[1 + 4,890 \cdot 10^{-3} \sqrt[3]{M'_i \frac{K_{5427}}{K_o} - 1,317} - 0,9157 \cdot 10^{-5} \left(M'_i \frac{K_{5427}}{K_o} - 1,317 \right) \right], \quad (20)$$

а K_o — по аналогичной формуле, в которой вместо M'_i подставляют M'_o — массу радия в образцовом источнике без поправки на «самопоглощение», определяемую при его сравнении с соответствующим рабочим эталоном единицы массы радия, а вместо K_o подставляют K_s , вычисляемый по формуле (17) для этого рабочего эталона.

При этом действительное значение массы радия в поверяемом источнике будет

$$M_i = M_o \frac{I_i}{I_o} \cdot \frac{K_i}{K_o} = M'_i \frac{K_i}{K_o}, \quad (21)$$

Значения поправочного множителя K для рабочих эталонов № 7—18 и для эталона № 5427 приведены в 7-й колонке таблицы. В 8-й колонке приведены значения относительной погрешности множителя K , а в 9-й — значения отношения поправочных множителей K/K_{5427} для рабочих эталонов, сравниваемых с эталоном № 5427, и в 10-й — значения относительной погрешности отношения поправочных множителей, помещенных в 9-й колонке.

Значения поправочных множителей, определяемые по формулам (17) и (20), действительны для радиевых γ -источников, измеряемых в сферической позитронной камере эталонной установки УЭА-4 со свинцовыми стенками толщиной 2 см. При этом предполагается, что радиевый источник находится в камере в горизонтальном положении и радиевая соль располагается приблизительно равномерно по всей длине ампулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thirring H. Phys. ZS, 1912, v. 13, p. 266; Schweidler E. V. Phys. ZS, 1912, v. 13, p. 215.
2. Patterson C. C., Walsh I. W., Higgins W. F. Proc. Phys. Soc., 1917, v. 29, p. 215.
3. Franz H., Weiss C. F. Phys. ZS, 1940, v. 41, p. 345.
4. Аглинцев К. К., Караваев Ф. М. Исследование эталонной установки для измерения γ -эквивалентов радиоактивных препаратов. Труды ВНИИМ, вып. 30 (90), Стандартгиз, 1957.
5. Бак М. А., Петржак К. А., Романов Ю. Ф. Излучение шарового источника при наличии самопоглощения. ЖТФ, 1956, т. 26, № 2.
6. Горшков Г. В., Караваев Ф. М., Шиманская Н. С. Об определении содержания радия в радиевых препаратах. Измерительная техника, 1959, № 3.
7. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. К установлению нового первичного эталона радия

СССР. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.

8. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Русинова С. А. Новые установки для сличения эталонных и образцовых радионуклидных источников. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.165.03

С. А. РУСИНОВА, Р. М. СЛУЖНЕВА
ВНИИМ

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ В β -ИСТОЧНИКАХ С ПОМОЩЬЮ $2\pi\beta$ -ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

В 1960 г. во ВНИИМ создана установка для измерения активности нуклидов в β -источниках с помощью экстраполяционной ионизационной камеры [1]. Эта установка позволяет измерять активность нуклидов в диапазоне $5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^8$ расп/сек при условии, что известны: род нуклида, площадь

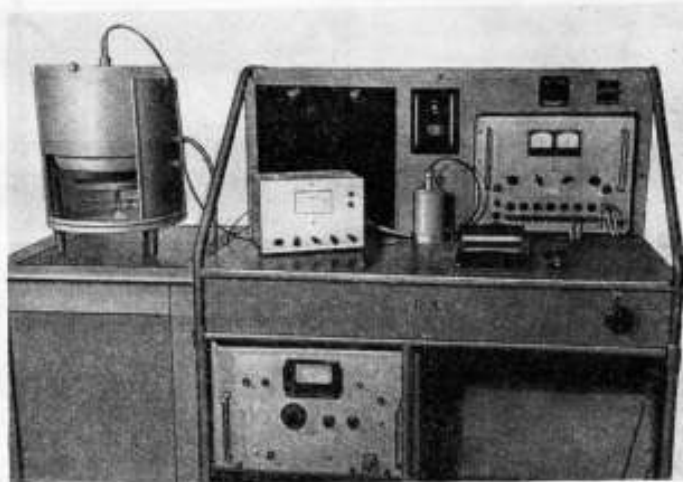


Рис. 1. Установка для измерения активности нуклидов

и толщина активного слоя поверяемых β -источников. При этом наиболее удобными для измерения являются источники с площадью активной поверхности порядка $10 - 50$ см².

Кроме абсолютных измерений активности нуклидов, на установке с экстраполяционной ионизационной камерой производили относительные измерения β -источников из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ с активной поверхностью 160 см² и активностью порядка $10^6 - 10^7$ расп/сек, изготовленных в соответствии с МРТУ-10-43-64.

В настоящее время такие источники из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ с активностью $10^4 - 10^6$ расч/сек измеряют относительно методом с помощью установки с газоразрядными счетчиками СТС-5 или СТС-6 [2]. Однако источники из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ с активностью выше 10^6 расч/сек можно измерить, только применяя поглощающие фильтры, что значительно снижает точность измерений.

Целью настоящей работы было создать установку для относительных измерений активности β -источников с активной поверхностью $1 - 160 \text{ см}^2$ в диапазоне $10^4 - 10^9$ расч/сек.

Созданная установка (рис. 1) состоит из сферической $2\pi\beta$ -ионизационной камеры (рис. 2) и измерительного устройства, построенного на основе компенсационной схемы Таунсенда [3]. В качестве нулевого прибора первоначально был ис-



Рис. 2. Ионизационная камера (без защитного экрана)

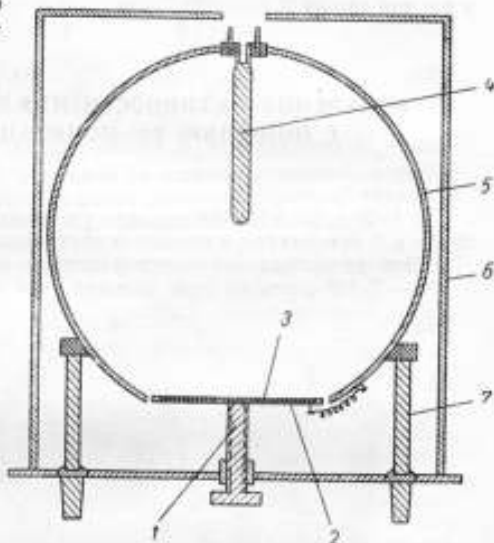


Рис. 3. Разрез ионизационной камеры
1 — винт, 2 — столтик, 3 — источник, 4 — измерительный электрод, 5 — потенциальный электрод, 6 — защитный экран, 7 — подставка

пользован квадрантный электрометр с чувствительностью 300 мкВ , а в дальнейшем для повышения чувствительности установки применили электрометр с динамическим конденсатором типа VA-J-51.0 фирмы «Вакутроник» (ГДР).

Конструктивно камера представляет собой полый шар (рис. 3), служащий потенциальным электродом 5, с измерительным электродом в виде стержня 4. Длина и толщина измерительного электрода может быть выбрана различной. Нижняя часть шара срезана, и в получившееся отверстие на специальную столিকে 2, который можно передвигать с помощью винта 1, в ионизационную камеру вводят β -источник 3. Столик находится под тем же потенциалом, что и корпус ионизационной камеры.

Напряжение на потенциальный электрод ионизационной камеры подается от высоковольтного стабилизированного выпрямителя типа ВС-22.

Ионизационную камеру устанавливают на специальную подставку 7 и закрывают защитным экраном 6. Соединяют камеру с измерительным устройством шлангами.

При проверке возможности применения ионизационной камеры для относительных измерений активности β -источников в заданном диапазоне $10^4 - 10^9$ расч/сек была снята вольт-амперная характеристика камеры и оп-

ределена зависимость силы тока в ней от высоты расположения β -источника и от смещения его по поверхности столика.

Вольт-амперную характеристику снимали, помещая в камеру β -источник с активностью порядка 10^8 расн/сек и площадью активной поверхности 160 см^2 , причем снимали ее дважды, когда в камере были установлены измерительные электроды различной длины. При этом найдено, что в ионизационной камере с «коротким» электродом № 2 область, в которой ионизационный ток не зависит от приложенной разности потенциалов, лежит в пределах 3—4 кв.

Перемещая столик с β -источником, принимали за нулевое такое положение, при котором нижняя поверхность столика находилась в одной плоскости с внешним срезом ионизационной камеры. Столик перемещали вверх и вниз от нулевой отметки с промежутками в 3 мм. Зависимость силы тока в камере от такого перемещения для β -источника с площадью активной поверхности 160 см^2 представлена на рис. 4, из которого видно, что при смещении β -источника вверх и вниз от нулевого положения в пределах

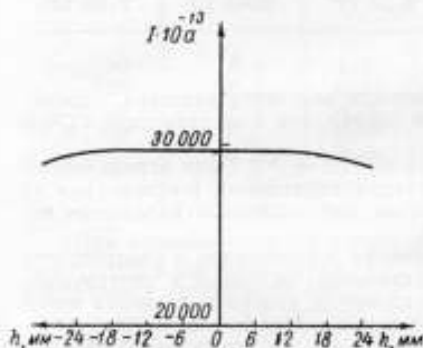


Рис. 4. Зависимость силы ионизационного тока в камере от смещения столика с β -источником вверх и вниз от нулевой отметки

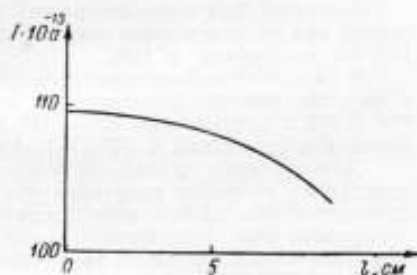


Рис. 5. Зависимость силы ионизационного тока в камере от смещения β -источника от центра столика

от +18 до -24 мм изменение силы тока в камере не превышает $\pm 1,5\%$. Для β -источника с площадью активной поверхности 1 см^2 кривая имеет аналогичный вид.

График изменения ионизационного тока в камере при горизонтальном смещении вдоль столика (начиная от его центра) β -источника с площадью активной поверхности 1 см^2 с промежутками в 5 мм приведен на рис. 5, из которого видно, что смещение β -источника относительно центра столика до 3 см не приводит к изменению силы тока в пределах погрешности измерений ($\pm 0,5\%$).

При существующей конструкции столика β -источник с площадью активной поверхности 160 см^2 зафиксирован жестко.

Эффективность ионизационной камеры, определенная по β -источникам из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, составляет $1,24 \cdot 10^{-16} \text{ а/(расн/сек)}$.

Методика измерений

В процессе исследования был изготовлен набор * специальных β -источников из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ на алюминиевых подложках толщиной 1 мм с площадью активной поверхности $105 \times 155 \text{ мм}$, закрытых алюминиевой фольгой 50 мкм. При изготовлении источников наносили на фильтровальную бумагу

* Исполнитель — ст. инженер В. Ф. Бригевич.

толщиной 0,008 г/см² (ГОСТ 7246—54) определенное количество раствора Sr(NO₃)₂, удельная активность которого была измерена на эталонной установке с 4π-счетчиком [4]. Погрешность измерения активности ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y в этих β-источниках не превышала ± 2%, значения активности для источников № 11—14 на 1 января 1966 г. приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Номер β-источника | 11 | 12 | 13 | 14 |
|---|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| Активность ⁹⁰ Sr + ⁹⁰ Y, расн/сек | 2,03 · 10 ⁶ | 2,10 · 10 ⁶ | 2,43 · 10 ⁷ | 2,49 · 10 ⁷ |

Относительная неравномерность нанесения активного раствора, определенная как по почернению рентгеновской пленки, так и на установке УСЧ-5 [5], не превышала ± 10%.

В дальнейшем β-источники № 11—14 из ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y были использованы в качестве рабочих эталонов при аттестации образцовых β-источников из ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y с активностью 10⁶ — 10⁸ расн/сек, изготовленных капельным методом в соответствии с МРТУ-10-43-64.

Для проверки правильности изготовления β-источников и идентичности спектра их внешнего излучения оба β-источника, исходный и поверяемый, поочередно помещали в ионизационную камеру и измеряли значения ионизационного тока, создаваемого в ней под воздействием их излучения. Затем оба β-источника полностью закрывали одной и той же алюминиевой фольгой толщиной 200 мкм и опять поочередно измеряли ионизационный ток.

Значение силы тока в ионизационной камере при измерениях с помощью компенсационного метода определяют по формуле

$$I = \frac{CU}{t} \cdot 10^{-12} a,$$

где C — емкость образцовых конденсаторов, пф; U — потенциал, подаваемый на эти конденсаторы, в; t — время компенсации, сек.

Действительное значение ионизационного тока в камере, создаваемого образцовым β-источником, будет $I_0 = I - I_{\phi}$, где I_{ϕ} — ток, обусловленный естественным фоном ионизационной камеры без β-источника.

Активность нуклида в поверяемом β-источнике

$$A_x = \frac{A_0 I_x}{I_0},$$

где A_0 — активность нуклида в рабочем эталоне или образцовом β-источнике 1-го разряда; A_x — то же в поверяемом β-источнике; I_0 и I_x — сила тока, создаваемая в ионизационной камере образцовым и поверяемым β-источниками, соответственно.

Для β-источников из ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y, изготовленных по МРТУ-10-43-64 и имеющих одинаковый спектральный состав внешнего излучения, значения активности A_x , определенные относительным методом при измерениях с фольгой и без нее, должны совпадать в пределах погрешности измерений.

Средняя квадратическая погрешность результата измерения силы тока, создаваемого в ионизационной камере образцовым или поверяемым β-источниками:

$$S_0 = S_{I_x} = \sqrt{S_I^2 + S_{I_{\phi}}^2}.$$

Относительная средняя квадратическая погрешность сравнения двух β -источников

$$S_0 = \sqrt{\left(\frac{S_{I_0}}{I_0}\right)^2 + \left(\frac{S_{I_x}}{I_x}\right)^2}$$

Значения ее при доверительной вероятности $S_0 t = 0,99$ для $n = 5$ и $n = 10$ измерений приведены в табл. 2.

Таблица 2

| $I \cdot 10^{13}, a$ | Число измерений $n = 5$ | | | Число измерений $n = 10$ | | |
|----------------------|---|-----------|-------------|---|-----------|-------------|
| | $\frac{S_{I_0} \cdot 10^{13}}{I_0} - \frac{S_{I_x} \cdot 10^{13}}{I_x}$ | $S_0, \%$ | $S_0 t, \%$ | $\frac{S_{I_0} \cdot 10^{13}}{I_0} - \frac{S_{I_x} \cdot 10^{13}}{I_x}$ | $S_0, \%$ | $S_0 t, \%$ |
| 30 | 0,3 | 1,5 | 6,9 | 0,2 | 1,0 | 3,2 |
| 250 | 0,2 | 0,11 | 0,5 | 0,12 | 0,07 | 0,3 |
| 2 500 | 2,4 | 0,10 | 0,5 | 1,6 | 0,07 | 0,3 |
| 30 000 | 50,0 | 0,09 | 0,4 | 10,0 | 0,06 | 0,2 |
| 250 000 | 140,0 | 0,09 | 0,4 | 95,0 | 0,06 | 0,2 |

При компенсационном методе на данной установке наиболее удобно измерять ток в пределах $(100 - 100\ 000) \cdot 10^{-13} a$, что соответствует диапазону измеряемых активностей $10^5 - 10^8 \text{ расп/сек}$. Фоновый ток в ионизационной камере составляет $0,7 \cdot 10^{-13} a$.

На разработанной установке в течение 1965—1967 гг. было аттестовано для различных сторонних организаций большое число образцовых β -источников 1-го и 2-го разрядов из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$.

В табл. 3 приведены значения активности набора образцовых β -источников 1-го разряда ВНИИМ с относительной неравномерностью активного слоя $< 20\%$, измеренные с относительной погрешностью $\pm 5\%$.

Для расширения диапазона поверяемых активностей в 1966 г. в электроизмерительном устройстве установки в качестве нулевого прибора вместо квадратного электрометра был применен электрометр с динамическим конденсатором типа VA-J-51.0. Это позволило расширить диапазон измеряемых активностей в сторону меньших значений до $5 \cdot 10^3 \text{ расп/сек}$ при соответствующем значении измеряемого тока $7 \cdot 10^{-13} a$.

Ранее все β -источники с активностью $10^3 - 10^8 \text{ расп/сек}$ поверяли на установке типа УСЧ-5, поэтому были сравнены результаты измерений активности β -источников из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ на установках с ионизационной камерой и на УСЧ-5, а также сопоставлены отношения активностей рабочих эталонов из $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ № 11, 12 и № 13, 14 по паспортным данным и по результатам измерений на установке с ионизационной камерой. Результаты измерений приведены в табл. 4.

Как видно из табл. 4, расхождение значения соотношений активностей β -источников № 5 и 6 и 15 и 6, полученных на установках с ионизационной камерой и на УСЧ-5, не превышает 4%. Учитывая, что при этом ионизацион-

Таблица 3

| Номер β -источника | Активность $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}, \text{ расп/сек}$ |
|--------------------------|---|
| 16 | $3,98 \cdot 10^5$ |
| 6 | $0,94 \cdot 10^6$ |
| 52 | $1,37 \cdot 10^6$ |
| 53 | $1,43 \cdot 10^6$ |
| 54 | $1,52 \cdot 10^6$ |
| 58 | $1,76 \cdot 10^6$ |
| 18 | $3,85 \cdot 10^6$ |
| 66 | $2,08 \cdot 10^7$ |
| 67 | $2,11 \cdot 10^7$ |

Таблица 4

| Номера сравниваемых источников | 5 и 6 | 15 и 6 | 11 и 12 | 13 и 14 |
|--|-------|--------|---------|---------|
| Отношение значений активности, измеренное: на установке с ионизационной камерой | 1,01 | 0,116 | 0,975 | 0,972 |
| на установке УСЧ-5 | 1,00 | 0,120 | — | — |
| Отношение значений активности по паспортным данным | — | — | 0,970 | 0,975 |

ные токи в камере равны 10^{-12} — 10^{-11} а и относительная средняя квадратическая погрешность сравнения на установке с ионизационной камерой 4—6%, можно считать результаты сопоставления вполне удовлетворительными.

Совпадения отношения значений активностей для рабочих эталонов, полученного расчетным путем и в результате измерений на данной установке, в пределах 0,5% (относительная средняя квадратическая погрешность сравнения для токов $2000 \cdot 10^{-13}$ — $20\,000 \cdot 10^{-13}$ а не превышает 0,64%) говорит о том, что установка работает вполне надежно.

В результате проведенной работы создана установка со сферической ионизационной камерой, позволяющая измерять относительным методом активность $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ в β -источниках в диапазоне $5 \cdot 10^3$ — 10^6 расч/сек.

Изготовлены капельным методом рабочие эталоны единицы активности $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ № 11—14 с активностью $2 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^7$ расч/сек.

Относительная средняя квадратическая погрешность сравнения, оцененная по результатам измерений, составляет 4—6% для активности $5 \cdot 10^3$ расч/сек и 0,6% — для активности 10^4 — 10^6 расч/сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Москвина Е. П., Русинова С. А. Измерение активности бета-излучателей с помощью ионизационной камеры. Труды ВНИИМ, вып. 69 (129), Стандартгиз, 1962.

2. Алексеев В. Я., Константинов А. А., Перепелкин В. В., Соколова И. А. Установка для измерения внешнего α - и β -излучения и относительной неравномерности нанесения активности по поверхности больших распределенных α - и β -излучателей. Труды ВНИИМ, вып. 69 (129), Стандартгиз, 1962.

3. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. Гостехиздат, 1957.

4. Константинов А. А., Кочин А. Е., Перепелкин В. В. Образцовая установка УСЧ-5. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.

5. Маликов С. Ф., Тюрин Н. И. Введение в метрологию. Изд. Комитета стандартов, 1965, стр. 156—168.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УСТАНОВКА УСЧ-7 ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
РАСПРЕДЕЛЕННЫХ α -ИСТОЧНИКОВ

Согласно действующей в СССР поверочной схеме [1], активность радионуклидов в образцовых α -источниках на металлических подложках измеряют как абсолютным, так и относительным методами. Абсолютный метод используют только в верхнем звене поверочной схемы для воспроизведения единицы активности, а дальнейшую передачу размера единицы к нижним звеньям осуществляют относительным методом. Установки для измерения активности и внешнего излучения α -источников относительным методом разработаны и созданы в 1961 [2] и 1962 гг.

Однако эти установки имели ряд существенных недостатков. В частности, первая установка предусматривала использование в качестве детектора сцинтилляционного счетчика с фотоумножителем типа ФЭУ-29 и световодом в виде полого латунного цилиндра, в торец которого вмонтирована стеклянная пластинка с нанесенным $ZnS(Ag)$. Эффективность такого детектора не превышала 30—40% из-за значительных потерь в световоде. Детектор был расположен вертикально, и α -источник помещен непосредственно на стеклянную поверхность с сернистым цинком. Так как радиоактивный слой некоторых α -источников осыпался, сернистый цинк подвергался радиоактивным загрязнениям, что увеличивало собственный фон установки. Недостатком второй установки являлась невысокая эффективность детектора, а также постоянство расстояния между фотоумножителем (ФЭУ) и источником, что в некоторых случаях создавало неудобства при измерении относительным методом. В качестве детектора α -частиц использовали стильбен, распыленный в вакууме; фон такого детектора довольно велик. Для измерения источников слабой активности была предусмотрена замена стильбенового детектора экраном из $ZnS(Ag)$, но процесс замены трудоемкий и после нее была необходима новая настройка и исследование установки. Электронная аппаратура обладала недостаточной надежностью, и в случае ремонта требовался ряд дефицитных деталей.

Поэтому во ВНИИМ в 1965 г. была разработана установка УСЧ-7 для относительных измерений активности и внешнего излучения образцовых α -источников с площадью активной поверхности от 1 до 160 см², не имеющая перечисленных недостатков. Установка состоит из приставки со сцинтилляционным счетчиком (рис. 1) и стойки с электронной аппаратурой. В сцинтилляционном счетчике использован фотоумножитель типа ФЭУ-24 с диаметром фотокатода 80 мм. Детектором является $ZnS(Ag)$, распыленный в вакууме на пластинку плексигласа (толщиной 4 мм и диаметром 184 мм). Детектор соединен с ФЭУ через световод из плексигласа, выполненный в виде усеченного конуса. Такая форма световода, когда диаметр фотокатода ФЭУ меньше диаметра источника, является наилучшей. Но плохо рассчитанные световоды такого типа имеют существенный недостаток: свет после нескольких отражений будет распространяться к большему основанию, т. е. назад к детектору (так называемые «геометрические» потери). С уменьшением конусности, т. е. с увеличением высоты световода, эти потери уменьшаются, но растут потери на поглощение света его материалом. Оптимальная высота световода выбрана в результате анализа кривых зависимости интенсивности прямого света от соотношения радиусов фотокатода и детектора и расстояния между ними [3]. Для оптического контакта между поверхностью фотокатода и световодом наносят эмерсионную жидкость, в качестве которой используют силиконовое масло.

Измеряемый α -источник жестко закрепляют на вертикальной рамке, помещенной в специальные направляющие. Направляющие крепят на платформе, которую можно перемещать при помощи винта с червячной переда-

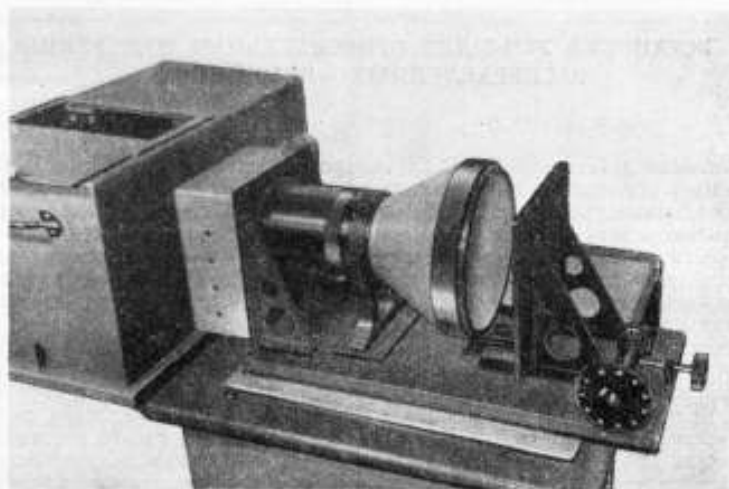


Рис. 1. Сцинтилляционная приставка (светозащитный кожух снят)

чей. Вращая рукоятку, связанную с винтом перемещения, изменяют расстояние между детектором и источником от 0,5 до 40 мм. Это расстояние отсчитывают по лимбу, и положение источника воспроизводят с по-

грешностью $\pm 0,1$ мм. Такая конструкция позволяет избежать касания источником экрана из ZnS (Ag) во время измерений и тем самым предохраняет экран от радиоактивных загрязнений в случае, если источник осыпается. Возможность отодвигать источник от детектора позволяет уменьшать счетные загрузки и измерять α -источники с внешним излучением до 10^6 част/сек.

Фотоумножитель со световодом, детектором и механизмом перемещения вместе с рамкой для крепления источников расположены на стальном основании и закрыты светозащитным кожухом. В верхней части кожуха имеется окно, через которое сменяют источники. Окно закрывают специальной дверцей с автоблокировкой высокого напряжения, подаваемого на ФЭУ.

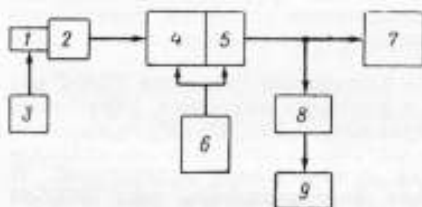


Рис. 2. Блок-схема установки УСЧ-7

1 — сцинтилляционный счетчик; 2 — предусилитель; 3 — высоковольтный стабилизированный выпрямитель типа ВС-22; 4 и 5 — усилитель с дискриминатором типа УШ-2; 6 — осциллограф; 7 — пересчетный прибор типа ПС-16000; 8 — измеритель скорости счета типа ИСС-1; 9 — электронный самопишущий потенциометр типа ЭПП-09

Радиоэлектронная часть установки смонтирована в стойке размером $580 \times 680 \times 1850$ мм. Блок-схема установки представлена на рис. 2. Питается ФЭУ от высоковольтного стабилизированного выпрямителя 3 типа ВС-22. Импульсы напряжения с ФЭУ поступают на предусилитель 2, в ка-

честве которого использован катодный повторитель Уайта [4], и далее на усилитель с дискриминатором типа УШ-2 (4, 5, 6). Сформированные импульсы с выхода УШ-2 поступают одновременно на пересчетный прибор 7 типа ПС-10000 или ПП-12 и на измеритель скорости счета 8 типа ИСС-1, соединенный с электронным самопишущим потенциометром 9 типа ЭПП-09. Использование измерителя скорости счета с самопишущим потенциометром позволяет контролировать стабильность работы установки и исключать «выбросы» счета, вызванные различного рода помехами. Кроме того, в некоторых случаях можно использовать информацию, полученную на ленте ЭПП-09, для расчета относительной величины внешнего излучения и активности измеряемых источников.

Чтобы выбрать оптимальные условия измерений, была исследована счетная характеристика установки, т. е. зависимость скорости счета N от напряжения на ФЭУ при постоянном усилении усилителя (1200) и постоянном уровне дискриминации, равном 5 σ (рис. 3). Счетная характеристика установки имеет горизонтальный участок («плато») длиной около 250 в . Рабочее напряжение на ФЭУ, т. е. режим, при котором сравнивают источники, выбирают так, чтобы наклон счетной характеристики был минимальным при наименьшем фоне. Фон установки составлял в нашем случае 0,9 имп/сек . Такой выбор позволяет повысить воспроизводимость результатов измерений.

Мертвое время установки 12,9 $\mu\text{сек}$ измерено методом двух источников [5]. Кроме того, для исследования равномерности светосбора сцинтилляционного счетчика источник с площадью 1 см^2 перемещали по рамке в горизонтальном и вертикальном направлениях и измеряли скорость распада. Было обнаружено уменьшение эффективности к краям сцинтиллятора до 7%, что вполне согласуется с данными, полученными в работе [6] для больших экранов из серпнистого цинка.

Эффективность установки 94,5% определена с помощью рабочих эталонов ВНИИМ. Активность нуклидов в эталонах была измерена абсолютным методом на установке УСЧ-1М с 4л-счетчиком [7].

Результаты серии измерений ряда источников на пропорциональном 4л-счетчике и на установке для относительных измерений, выполненных для оценки систематической погрешности, совпадали с точностью $\pm 2\%$, при этом погрешность измерения абсолютным методом была $\pm 1\%$. Исследования установки показали, что случайная погрешность сравнения источников составляла 1%, а систематическая погрешность не превышала 0,5%.

Внешнее излучение и активность измеряемых источников определяют, сравнивая скорости счета импульсов от измеряемого источника со скоростью счета импульсов от соответствующего образцового α -источника. Необходимым условием относительных измерений α -источников является идентичность геометрических размеров, изотопного состава и спектров излучения образцового и измеряемого источников.

В общем случае внешнее излучение N измеряемого источника определяют по формуле

$$N = N_0 \frac{n(1 - n_0\tau)}{n_0(1 - n\tau)}, \quad (1)$$

где N_0 — внешнее излучение образцового источника, част/сек ; n и n_0 — средние значения скорости счета с учетом фона для измеряемого и образцового источников соответственно; τ — мертвое время установки.

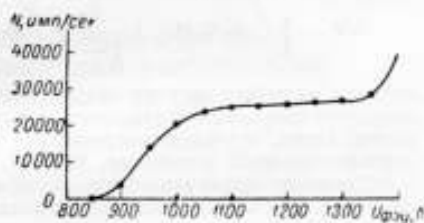


Рис. 3. Зависимость скорости счета от напряжения на фотоумножителе

Из формулы (1) путем несложного преобразования получим более удобную для практического использования формулу

$$N = N_0 \frac{n}{n_0} [1 + (n - n_0) \tau]. \quad (2)$$

Формула (2) становится совсем простой, когда член $(n - n_0) \tau$ мал. Это возможно, если: 1) мертвое время τ мало; 2) образцовый и измеряемый источники имеют близкие по значению активность и внешнее излучение; 3) скорости счета n и n_0 малы.

Активность измеряемых α -источников определяют по формулам, аналогичным формулам (1) и (2), где вместо внешнего излучения образцового источника N_0 следует писать его активность A_0 .

Относительную погрешность измерения внешнего излучения и активности определяют по формуле

$$\delta N = \sqrt{(\delta N_0)^2 + \left(\frac{\delta n}{1 - n\tau}\right)^2 + \left(\frac{\delta n_0}{1 - n_0\tau}\right)^2 + \left[\frac{(n - n_0)\tau\delta\tau}{1 - (n + n_0)\tau}\right]^2}, \quad (3)$$

которая включает средние квадратические погрешности: δN_0 — определения внешнего излучения образцового источника, %; δn и δn_0 — измерения скоростей счета, с учетом погрешности измерения фона, %; $\delta\tau$ — измерения мертвого времени установки, %.

Среднюю квадратическую погрешность измерений образцового источника с учетом погрешности измерения фона рассчитывают по формуле

$$\delta n_0 = \frac{1}{n'_0 - n_\phi} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k (n'_0 - n_{oi})^2}{k(k-1)} + \frac{\sum_{j=1}^l (n_\phi - n_{\phi j})^2}{l(l-1)}}, \quad (4)$$

где n'_0 — среднее значение скорости счета для образцового источника без поправки на фон; n_ϕ — среднее значение скорости счета импульсов фона; n_{oi} — значение отсчета скорости счета для образцового источника ($i = 1, 2, \dots, k$, k — число измерений скорости счета для образцового источника); $n_{\phi j}$ — значение отсчета скорости счета импульсов фона ($j = 1, 2, \dots, l$; l — число измерений скорости счета импульсов фона).

Среднюю квадратическую погрешность измерений внешнего излучения измеряемого источника с учетом погрешности фона δn определяют по формуле, аналогичной формуле (4), где вместо n_0 следует брать n .

Исследования установки УСЧ-7 показали, что ее с успехом можно использовать для относительных измерений активности и внешнего излучения выпускаемых промышленностью источников 2-го и 3-го разрядов в диапазоне активности $4-2 \cdot 10^4$ *рачн/сек* с площадью активной поверхности $1-160$ *см*².

ЛИТЕРАТУРА

1. «Поверочные схемы». Изд-во стандартов, 1965.
2. Алексеев В. Я., Константинов А. А. и др. Установка для измерения внешнего α - и β -излучения и относительной неравномерности нанесения активности по поверхности больших распределенных α - и β -излучателей. Труды институтов Комитета, вып. 69 (129). Стандартгиз, 1962.
3. Матвеев В. В., Соколов А. Д. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. Атомиздат, 1962.
4. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. Физматгиз, 1961.

5. Константинов А. А., Кочин А. Е., Перепелкин В. В. Образцовая установка УСЧ-5. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.

6. Saggi. «Energia Nucleare», 1965, v. 12, No 12.

7. Алексеев В. Я., Константинов А. А. Установка УСЧ-1 для абсолютного измерения активности α -излучателей. Труды институтов Комитета, вып. 69 (129). Стандартгиз, 1962.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.1.074.23 : 539.165.03

А. Е. КОЧИН, Ю. Г. МАРКОВ
ВНИИМ

БОЛЬШОЙ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ β -ИСТОЧНИКОВ С АКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ДО 160 см²

Образцовые β -источники 2-го, 3-го (и частично 1-го) разрядов аттестуют относительным методом в соответствии с поверочной схемой. Однако для β -источников с большой активной поверхностью измерение активности и внешнего β -излучения этим методом связано со значительными трудностями. В настоящее время для таких измерений используют в основном или сцинтилляционные счетчики с большой рабочей поверхностью, или кассеты, состоящие из нескольких счетчиков типа СТС-6, и др. Но оба эти вида детекторов обладают существенными недостатками. Сцинтилляционные счетчики недостаточно стабильны, а набор из счетчиков типа СТС-6, помимо обычных трудностей, связанных с одновременной работой нескольких счетчиков (подбор одинаковых характеристик, частая замена), имеет очень большое мертвое время и низкую эффективность. Кроме того, этот набор крайне чувствителен к неравномерности активного слоя β -источников, которая, согласно МРТУ 10-43-64, может достигать $\pm 20\%$. Эти недостатки приводят к значительному увеличению времени измерений и снижению их точности.

При абсолютных измерениях применяют пропорциональные газоразрядные 4л- и 2л-счетчики [1, 2], свободные от упомянутых недостатков. Эффективность этих счетчиков близка к единице. Они практически не чувствительны к неравномерности активного слоя и позволяют достигнуть высокой воспроизводимости результатов.

Настоятельная необходимость сокращения времени измерения активности β -источников относительным методом и повышения точности измерений требовала создания счетчика с характеристиками, близкими к характеристикам пропорциональных счетчиков, применяемых при абсолютных измерениях.

В 1966—1967 гг. во ВНИИМ создан большой многонитевой пропорциональный проточный счетчик с радиоэлектронной аппаратурой, предназначенный для относительных измерений активности и внешнего излучения β -источников с активной поверхностью до 160 см² включительно. Этот счетчик позволяет измерять β -источники в диапазоне активностей 30 — $2 \cdot 10^8$ расп/сек при телесном угле, близком к 2л. Счетчик практически нечувствителен к неравномерности активного слоя измеряемых β -источников, имеет высокую эффективность регистрации β -частиц, малое мертвое (разрешающее) время и высокую стабильность режима работы. В связи с этим, время, необходимое для относительных измерений β -источников, сокращается в несколько раз и одновременно увеличивается точность измерений.

Конструкция счетчика

В верхней части прибора расположен сам счетчик (рис. 1). Его внешние размеры $189 \times 255 \times 60$ мм, внутренние — $171 \times 237 \times 51$ мм. Счетчик имеет три рабочие нити 1 из константана толщиной 30 мкм, закрепленные на фторопластовых изоляторах 5. Между нитями находятся два латунных экранирующих стержня 2, разделяющих объем счетчика на три секции. Окно счетчика закрыто алюминиевой фольгой 3 толщиной 30 мкм. Если алюминиевую фольгу заменить металлизированной пленкой соответствующей тол-

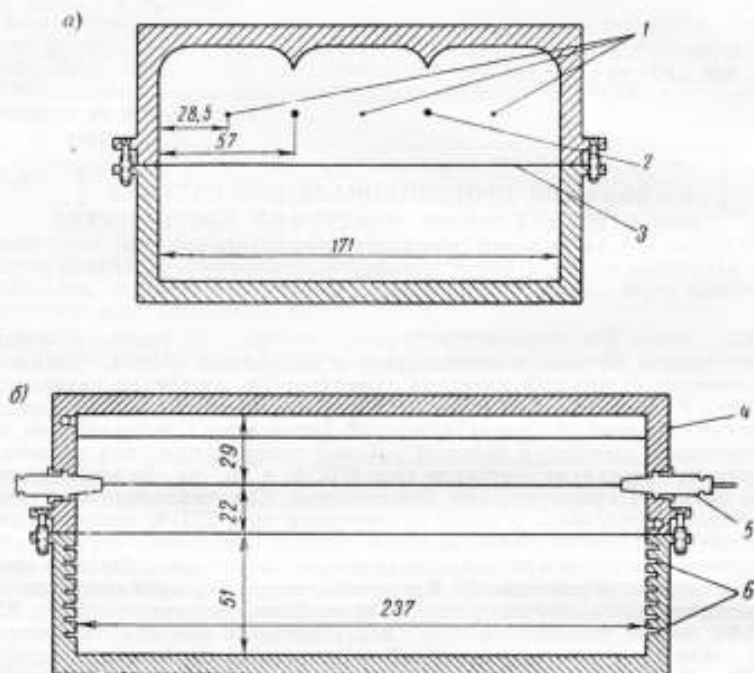


Рис. 1. Большой пропорциональный проточный счетчик: а — поперечный и б — продольный разрез

1 — нити счетчика — аноды, 2 — латунные экранирующие стержни, 3 — алюминиевая фольга, 4 — латунный корпус, 5 — фторопластовый изолятор, 6 — направляющие пазы

щины, счетчик можно использовать также и для измерения α -источников. Снизу к счетчику примыкает толстостенная латунная коробка, которая имеет направляющие пазы 6 для рамки с источником. Расстояние от источника до счетчика можно изменять от 2 до 36 мм. Пазы служат также для установки алюминиевых фильтров, необходимых при измерении β -источников с активностью больше $2 \cdot 10^5$ расп/сек. Латунные стенки счетчика 4, достаточной толщины, дают возможность пользоваться им без дополнительной свинцовой защиты.

Прибор работает на технически чистом метане, который из баллона через редуктор подается в балластный объем, откуда поступает через систему отверстий в верхнюю часть счетчика. Выводят газ через отверстия, расположенные в нижней его части. В качестве балластного объема используют шар-

зод. После продувки счетчика в балластном объеме устанавливается избыточное давление на несколько процентов выше атмосферного, которое при хорошей герметичности счетчика и балластного объема может сохраняться несколько дней. В течение этого времени прибор работает как счетчик с постоянным наполнением, поэтому его только условно можно называть проточным. Использование балластного объема позволило резко сократить расход метана и значительно повысить стабильность режима работы счетчика.

Блок-схема установки с большим пропорциональным проточным счетчиком представлена на рис. 2. Для усиления и регистрации импульсов служит следующая радиоэлектронная аппаратура: широкополосный усилитель типа УШ-2 с предусилителем и дискриминатором; стабилизированный высоковольтный выпрямитель типа ВС-22; пересчетное устройство типа ПС-10000; измеритель скорости счета типа ИСС-3; электронный потенциометр типа

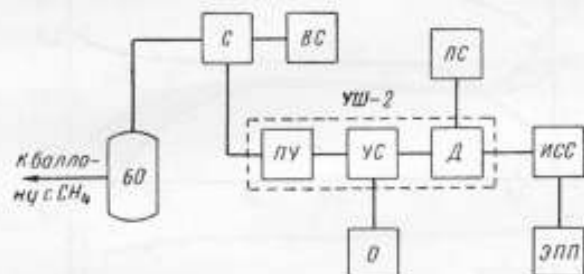


Рис. 2. Блок-схема установки с большим пропорциональным проточным счетчиком

С — счетчик; ВС — высоковольтный выпрямитель типа ВС-22; ПУ, УС, Д — предусилитель, усилитель и дискриминатор прибора УШ-2; ПС — пересчетный прибор ПС-10000; ИСС — измеритель скорости счета ИСС-3; ЭПП — электронный потенциометр типа ЭПП-09; О — осциллограф; БО — балластный объем

ЭПП-09 и осциллограф. Схема широкополосного усилителя УШ-2 видоизменена для улучшения коэффициента перегрузаемости усилителя. Импульсы напряжения с нагрузки счетчика ($R = 62$ ком) поступают через высоковольтный конденсатор ($C = 360$ пф) на вход предусилителя, усилителя, затем на интегральный дискриминатор, после чего регистрируются пересчетным устройством. Измеритель скорости счета и электронный потенциометр служат для контроля работы установки и для измерения ряда характеристик счетчика. При исследовании большого пропорционального проточного счетчика коэффициент усиления усилителя был порядка 10^4 , импульсы формировали на $RC = 0,16$ мксек, уровень дискриминации устанавливали в 3 в. Напряжение на нитях счетчика на плато было в пределах 2,9 — 3,2 кв.

Характеристики большого пропорционального проточного счетчика

Важнейшие характеристики счетчика для относительных измерений: длина плато, стабильность режима работы в течение длительного времени, неоднородность чувствительности счетчика по поверхности, эффективность, мертвое (разрешающее) время, фон, пределы измерения по активности и параметры измеряемых источников.

Плато счетчика. В пропорциональном счетчике плато зависит от спектра β -частиц и размеров самого источника. На рис. 3 приведены кри-

вые зависимости скорости счета от напряжения на нитях счетчика, полученные для β -источников разных нуклидов и с разными размерами активной поверхности.

Результаты измерений этих источников сведены в таблицу.

Для большого пропорционального счетчика с указанной радиоэлектронной аппаратурой средняя длина плато составляет 260 в (230 — 300 в), а на-

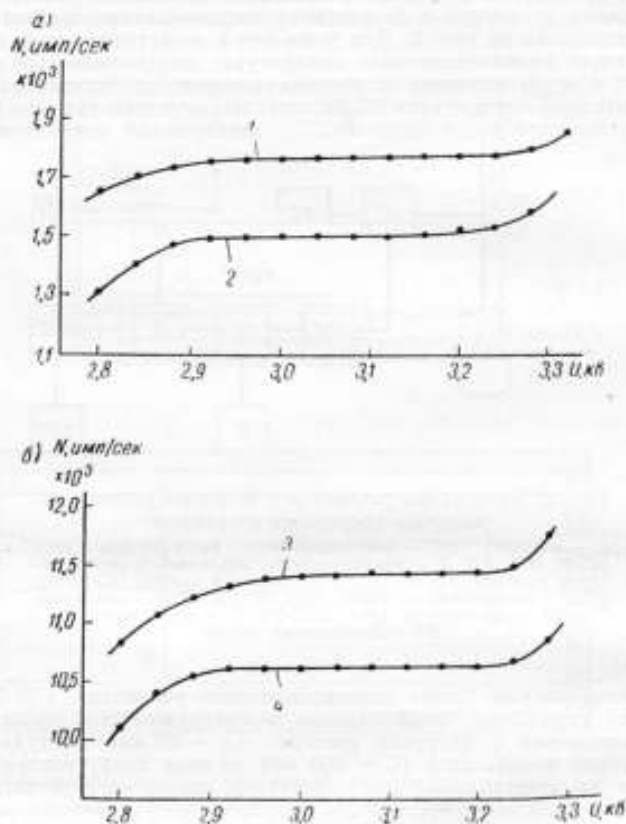


Рис. 3. Зависимость скорости счета от напряжения на нитях счетчика

1 — для источника ^{60}Co , $S = 10 \text{ см}^2$; 2 — для источника $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, $S = 160 \text{ см}^2$; 3 — для источника ^{204}Tl , $S = 100 \text{ см}^2$; 4 — для источника $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, $S = 1 \text{ см}^2$

клон плато — от 0,2 до 0,6% на 100 в в зависимости от источников. На рис. 4 показана область счетных характеристик, снятых в разные дни в течение нескольких недель от «точечного» источника ($S = 1 \text{ см}^2$). Максимальное отклонение скорости счета на плато в течение этого времени не превышало $\pm 0,25\%$ от среднего значения. Измерение в каждой точке на плато продолжалось 100 сек. Длина плато при этом была не менее 250 в , а изменение его положения не превышало 30 в . Эти данные говорят о достаточно высокой стабильности и хорошей воспроизводимости результатов измерений.

Неоднородность чувствительности счетчика по поверхности исследована в пределах площади активной поверхности образцовых источников 160 см^2 . При исследовании чувствительности счетчика в различных участках поверхности окна с помощью «точечного» источника $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ($S = 1 \text{ см}^2$) последний устанавливали на рамке на расстоянии 3 мм от окна счетчика и перемещали в двух направлениях (относительно поперечной и продольных осей счетчика). Характер изменения чувствительности на различных участках окна счетчика показан на рис. 5. Эффективность счетчика в крайних точках уменьшалась всего на 1—1,5% от среднего, что объясняется небольшим уменьшением телесного угла при измерении источника в этих точках. Таким образом, при относительных измерениях источников с активной поверх-

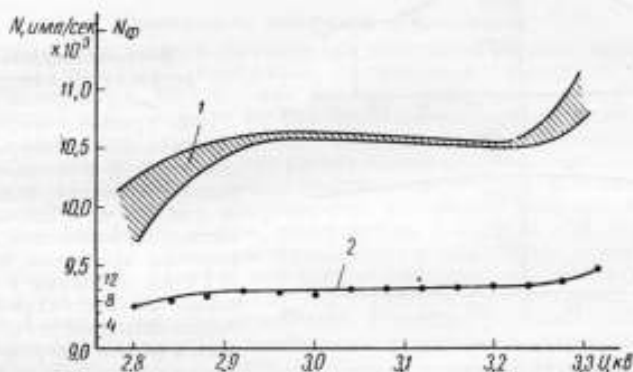


Рис. 4. Зависимость скорости счета N и $N_{\text{ф}}$ (имп/сек) от напряжения на нитях счетчика

1 — область счетных характеристик счетчика при измерении в течение нескольких недель источников $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, $S = 1 \text{ см}^2$;
2 — зависимость фона счетчика $N_{\text{ф}}$ от напряжения

Результаты измерений источников

| Источник | Активная поверхность S , см^2 | Максимальная энергия β -частиц, кэВ | Плато | | Эффективность регистрации β -частиц | Примечание |
|----------------------------------|--|---|--------------|-------------------------|---|--|
| | | | длина, μ | наклон на 100 μ , % | | |
| $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ | 160 | 546 2273 | 250 | 0,66 | 0,85 | Источник на фильтровальной бумаге. Подложка алюминиевая, защитная алюминиевая фольга толщиной 50 $\mu\text{м}$ |
| | 1 | 546 2273 | 280 | 0,2 | 0,86 | |
| ^{60}Co | 10 | 318 | 300 | 0,47 | 0,25 | Источник на оксидированной алюминиевой подложке. Защитный слой — клей БФ-2 |
| ^{204}Tl | 100 | 766 | 230 | 0,3 | — | |

Примечание. Эффективность счетчика определялась при толщине алюминиевой фольги в окне счетчика 30 $\mu\text{м}$.

ностью 160 см^2 даже при самых неблагоприятных условиях распределения активности ($\pm 20\%$, согласно МРТУ) по поверхности источника (с точки зрения погрешности измерений) максимальная систематическая погрешность, связанная как с неоднородностью чувствительности счетчика, так и с неравномерностью источников, не будет превышать $0,3 - 0,4\%$. В других случаях эта погрешность при измерениях на данном счетчике обычно не превышает $0,2\%$. Это дает право считать, что большой пропорциональный проточный счетчик практически не чувствителен к неравномерности активного слоя β -источников в пределах площади 160 см^2 .

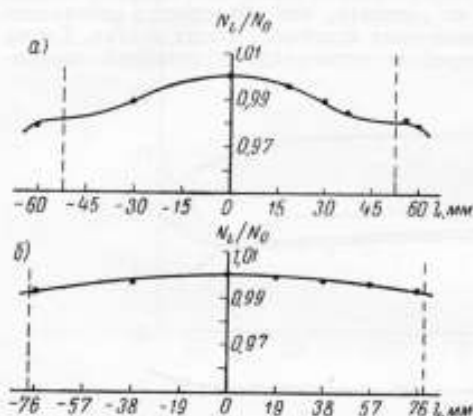


Рис. 5. Зависимость чувствительности счетчика от положения «точечного» источника при перемещении его: *a* — в поперечном направлении, *b* — вдоль центральной нити счетчика

Значение скорости счета: N_0 — при центральном положении «точечного» источника, N_i — при смещении его относительно центра
Пунктиром показаны размеры активной поверхности источника 160 см^2

была порядка $0,05 - 0,1\%$. На основании этих измерений можно заключить, что погрешность, связанная с нестабильностью работы установки в течение нескольких дней, может быть оценена в $0,15 - 0,25\%$.

Фон счетчика. Фон большого счетчика, частично закрытого свинцовой защитой, составляет 9 имп/сек при мощности дозы γ -налучения в помещении порядка $0,1 - 0,2 \text{ мр/ч}$. Сравнительно большой фон объясняется значительным объемом счетчика (примерно 2 дм^3). Зависимость фона от напряжения на нитях счетчика показана на рис. 4 (кривая 2).

Мертвое время. Счетчик работает в пропорциональном режиме и его мертвое (разрешающее) время с указанной выше радиоэлектронной аппаратурой — порядка 4 мксек . Это время можно уменьшить до $1 - 2 \text{ мксек}$, используя более совершенную аппаратуру и в первую очередь — более совершенные усилители и дискриминаторы. Мертвое время было измерено методом двух источников и рассчитано по формуле

$$t = \frac{1 - \sqrt{\frac{(N_3 - N_1)(N_3 - N_2)}{N_1 N_2}}}{N_3}$$

где N_1 и N_2 — скорости счета от первого и второго источников и N_3 — от двух источников.

Воспроизводимость результатов измерений

В процессе исследования счетчика было измерено большое число β -источников с площадью активной поверхности от 1 до 160 см^2 . Значительную часть этих измерений дублировали на эталонной установке [1] с 4л-счетчиком и на установке со счетчиками СТС-6. Результаты измерений находились в общем в хорошем согласии между собой, за исключением ряда их, полученных на установке со счетчиками СТС-6. Средняя квадратическая погрешность для отдельных измерений из серии измерений за несколько дней находилась в пределах $0,1 - 0,3\%$ для различных типов источников. Статистическая погрешность отдельного измерения при этом

Пределы измерений. Нижний предел активности измеряемых источников определяется фоном счетчика и его эффективностью, верхний — разрешающим временем установки. Для большого пропорционального проточного счетчика и примененной радиоэлектронной аппаратуры пределы измеряемых значений активности источников при телесном угле, близком к 2π , составляют $30 - 2 \cdot 10^5$ *расп/сек*; при уменьшении телесного угла и использовании алюминиевых фильтров верхний предел увеличивается до $10^6 - 10^7$ *расп/сек*.

Эффективность регистрации β -частиц. Большой счетчик предназначен в основном для измерений источников $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, поэтому его окно закрыто сравнительно толстой фольгой (30 $\mu\text{м}$).

Эффективность счетчика для этих источников 0,85, а для источников ^{60}Co —0,25.

Особенности измерений β -источников

Во время исследования счетчика его продували метаном перед началом контрольных измерений источников, одновременно прогревая радиоэлектронную аппаратуру. Однако, как указано выше, при хорошей герметичности счетчика и балластного объема необходимость такой продувки может появиться лишь через несколько дней, а именно, когда уменьшится давление в балластном объеме или при ухудшении плато счетчика. При таком эпизодическом, «полупроточном», методе продувки достигается большая экономия метана. Необходимо также заметить, что в качестве рабочего газа может быть использован бутан-пропан, смесь метана с аргоном или другая смесь газов, пригодная для работы счетчика в пропорциональном режиме.

При измерениях рамку с источником сравнительно слабой активности (не более $2 \cdot 10^5$ *расп/сек*) устанавливают в верхние направляющие пазы, т. е. возможно ближе к счетчику, поскольку в данных условиях счетчик имеет наибольшую эффективность и наибольшую длину плато, телесный угол при этом приближается к 2π и равен 1,9л.

Заключение

Большой пропорциональный проточный счетчик позволяет производить относительные измерения β -источников с площадью активной поверхности до 160 см^2 в диапазоне активностей от 30 до $2 \cdot 10^5$ *расп/сек* при телесном угле, близком к 2π , и до $10^6 - 10^7$ *расп/сек* — при меньшем телесном угле. Счетчик может быть использован и для измерения α -источников, если его окно будет закрыто металлизированной пленкой.

Счетчик практически не чувствителен к неравномерности распределения активного слоя по поверхности β -источников. Высокая эффективность регистрации β -частиц (0,85 для $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ -источников), малое мертвое время (порядка 4 $\mu\text{сек}$) и высокая воспроизводимость результатов измерений в течение длительного времени дают возможность уменьшить в 3—4 раза время, необходимое для относительных измерений β -источников, и повысить точность измерений. Счетчики подобного типа целесообразно использовать при относительных измерениях образцовых β -источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Константинов А. А., Кочин А. Е. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности β -излучателей. Труды институтов Комитета, вып. 69 (129). Стандартгиз, 1962.
2. Алексеев В. Я., Константинов А. А. Установка УСЧ-1 для абсолютного измерения активности α -излучателей. Труды институтов Комитета, вып. 69 (129). Стандартгиз, 1962.
3. Алексеев В. Я., Константинов А. А. и др. Установка для измерения внешнего α - и β -излучения и относительной неравномерности нанесения активности по поверхности больших распределенных α - и β -излучателей. Труды институтов Комитета, вып. 69 (129). Стандартгиз, 1962.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

III. НЕЙТРОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

УДК 539.125.5.08

О. Л. АНДРЕЕВ, В. А. ТУМОЛЬСКИЙ, И. А. ЯРИЦЫНА
ВНИИМ

ОБРАЗЦОВАЯ УСТАНОВКА ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

В работе [1] описана конструкция и результаты предварительного исследования образцовой установки ВНИИМ для получения плотности потока тепловых нейтронов. В установку симметрично помещены два $RaBe$ (α, n)-источника быстрых нейтронов, для замедления которых используют сначала парафин, а затем графит. В центре графитового блока расположена прямоугольная полость размером $25 \times 11,5 \times 5$ см, где создается исследуемый поток тепловых нейтронов. Плотность его оценена с помощью индиевых фольг, которые использовали также для исследования равномерности поля внутри полости. В данной работе приведены результаты повторных измерений равномерности поля тепловых нейтронов в прямоугольной полости, а также значение плотности потока их в сферической полости, полученное как при помощи абсолютных измерений золотыми фольгами, так и путем сравнения с эталоном.

Значение угловой анизотропии в прямоугольной полости, полученное в работе [1], составляло 8%. При этом были использованы индиевые фольги размером $2,5 \times 2,5$ см. Так как на установке Национального бюро эталонов, имеющей подобную конструкцию, такой значительный эффект не был обнаружен, было высказано предположение, что он может быть связан с большими размерами фольги. Поэтому во ВНИИМ провели повторные измерения с помощью индиевых фольг диаметром 14 мм как угловой анизотропии потока, так и равномерности его на разных расстояниях от центра полости. По-видимому, при использовании фольг меньшего размера в меньшей степени должен сказываться эффект депрессии потока, обусловленный конечными размерами рабочей полости.

При измерении угловой анизотропии потока фольги последовательно помещали в центре полости перпендикулярно каждой из осей X, Y, Z предлагаемой системы координат, начало которой связано с этим центром, а расположение осей относительно ее граней показано на рисунке. Наведенную активность фольги измеряли с помощью сцинтилляционного счетчика с тонкой пластмассой в качестве сцинтиллятора. Активность фольги, активированной в положении, перпендикулярном оси Y , была принята за единицу. Результаты измерения угловой анизотропии и равномерности потока тепловых нейтронов вдоль соответствующих осей приведены в табл. 1. При исследовании равномерности потока фольги располагали перпендикулярно соответствующим осям на расстоянии r от центра полости. Статистическая погрешность измерений составляла 0,35%.

Таблица 1

Топография нейтронного поля

| Расстояние фольги от центра полости r , мм | Оси системы координат | | |
|--|-----------------------|-------|-------|
| | y | x | z |
| 0 | 1,000 | 0,973 | 0,981 |
| 5 | 1,009 | 0,991 | 0,000 |
| 10 | 1,003 | 0,954 | 0,989 |
| 15 | 1,006 | 0,964 | 0,968 |
| 20 | 1,007 | — | — |
| 25 | — | 0,940 | 0,967 |
| 30 | — | — | — |
| 35 | — | 0,932 | 0,953 |

Как видно из табл. 1, угловая анизотропия потока тепловых нейтронов, измеренная с помощью индиевых фольг диаметром 14 мм, меньше, чем для фольг размером $2,5 \times 2,5$ см, однако и при этих измерениях она составляла 3%. На расстоянии 35 мм от центра полости неравномерность поля нейтронов составляет 5—7%. Очевидно, что в такой полости нельзя градуировать протяженные детекторы, а также нельзя облучать одновременно несколько фольг. Этот недостаток, т. е. наличие угловой анизотропии потока и значительной неравномерности его на небольших расстояниях от центра полости, не позволяет использовать в данном случае прямоугольную рабочую полость.

В работе [1] показаны преимущества сферической формы полости перед прямоугольной. Абсолютные и относительные измерения плотности потока тепловых нейтронов образцовой установки ВНИИМ проведены поэтому для сферической рабочей полости диаметром 48 мм. В такой практически равномерном.

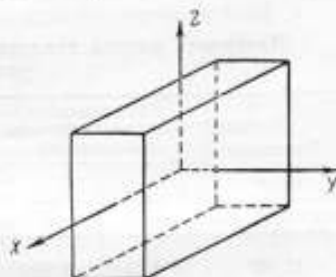
При абсолютных измерениях плотности потока тепловых нейтронов был использован метод активации золотых фольг (диаметром 20 мм и толщиной 10 мкм). Активность золотых фольг измеряли методом $4\beta\gamma$ -совпадений и рассчитывали в вычислительном центре ВНИИМ по формуле

$$A = \frac{(N_\gamma - N_\gamma^\Phi)(N_\beta - N_\beta^\Phi) [1 - \tau_R(N_\beta + N_\gamma)]}{(N_c - N_c^\Phi - 2\tau_R N_\beta N_\gamma)(1 - N_c \tau_m)} \cdot \frac{i e^{\lambda t_1}}{(1 - e^{-\lambda t_2})(1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (1)$$

где N_γ , N_β , N_c — число импульсов в γ , β и в канале совпадений, сек; N_γ^Φ , N_β^Φ , N_c^Φ — фон в соответствующих каналах, сек; τ_R — разрешающее время схемы совпадений; τ_m — мертвое время γ - и β -каналов (одинаковое); λ — постоянная распада золота; t_1 — время от конца облучения до начала измерения, сек; t_2 — время измерения, сек; t_3 — время облучения, сек.

Для вычисления плотности потока тепловых нейтронов $n_T v_0$ ниже кадмевой границы служит соотношение

$$n_T = \frac{A - F_{Cd} A_{Cd}}{W \tau_0 G(t)}, \quad (2)$$



Расположение осей координат относительно граней полости

В такой полости поток можно считать

где A и A_{Cd} — насыщенная удельная активность золотой фольги, $расп/(мг \cdot сек)$; $F_{Cd} = 1,01 \pm 0,01$ — поправки на экранирование надтепловых нейтронов в кадмиевом экране толщиной 1 мм [3]; W — число атомов золота в 1 мг; $\sigma_0 = 98,8 \pm 0,3$ барна — эффективное сечение; $g = 1,0053$ при температуре нейтронов 20° С — поправка, учитывающая отклонение сечения активности золота от закона $1/v$ в области тепловых нейтронов; $G(f)$ — поправка на самоэкранирование.

Фольги облучают в воздушной полости, поэтому поправка $G(f)$ учитывает только самоэкранирование потока нейтронов в самой фольге. Согласно работе [4],

$$G(f) = \frac{1}{d \Sigma_{эфф}} \left[\frac{1}{2} - E_3(d \Sigma_{эфф}) \right], \quad (3)$$

где $\Sigma_{эфф}$ — макроскопическое сечение поглощения; d — толщина фольги; $\Sigma_{эфф} = 1,08 \Sigma_0$ при $d \Sigma_0 < 0,09$ [5].

В табл. 2 приведены результаты абсолютных измерений плотности потока тепловых нейтронов в образцовой установке ВНИИМ с помощью двух золотых фольг разной толщины. Ввиду неблагоприятного соотношения эффекта и фона в γ -канале точность этих измерений не была высокой. Средняя квадратическая случайных погрешностей составляла 0,8%, систематическая погрешность не превышала 2%.

Таблица 2

Плотность потока тепловых нейтронов, измеренная в образцовой установке ВНИИМ

| Толщина фольги d , мг/см ² | Удельная активность фольги, $расп/(мг \cdot сек)$ | | Кадмиевое отношение R_{Cd} | Поправка на самоэкранирование потока $G(f)$ | Плотность потока Φ_T , абс. нейтр/(см ² ·сек) |
|---|---|----------|------------------------------|---|---|
| | A | A_{Cd} | | | |
| 17,57 | 2,034 | 0,298 | 6,728 | 1,0177 | 5808 |
| 17,52 | 1,943 | 0,284 | 6,841 | 1,0177 | 5548 |
| Среднее | | | | | 5678 |

Кроме абсолютных измерений, проводили относительные измерения с помощью тех же индиевых фольг, которые использовали для исследования топографии нейтронного поля в полости. Плотность потока тепловых нейтронов в образцовой установке $\Phi_T^{обп}$ сравнивали с плотностью потока их в эталонной установке ВНИИМ и вычисляли по формуле

$$\Phi_T^{обп} = n_T v_0 = \Phi_T^{эт} \frac{(N - F_{Cd} N_{Cd})_{обп}}{(N - F_{Cd} N_{Cd})_{эт}}, \quad (4)$$

где N и N_{Cd} — число импульсов, зарегистрированных одной и той же установкой от одной и той же фольги, облученной в кадмиевом экране толщиной 1 мм и без него поочередно в образцовой и эталонной установках.

Относительные измерения с помощью трех индиевых фольг определяли плотность потока тепловых нейтронов, равную 5528. Погрешность относительных измерений составляет 2%. В пределах погрешности измерений результаты, полученные абсолютными и относительными измерениями, совпадают.

Таким образом, найдено, что плотность потока тепловых нейтронов, измеренная в образцовой установке ВНИИМ, составляет 5680 $нейтр/(сек \cdot см^2)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев О. Л., Ярицына И. А. Создание калиброванного потока тепловых нейтронов. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.
2. Sampson P. Intern. J. Appl. Rad. and Isot., 1959, v. 4, p. 232.
3. Hargrove C., Geiger K. Can. J. Physics, 1964, v. 42, N 8, p. 1593.
4. Bothe E. Z. Physik, 1943, v. 120, p. 437.
5. Axton E. Reactor. Sci Techn., 1963, v. 17, p. 125.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5.08

Г. М. СТУКОВ, И. А. ЯРИЦЫНА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА АКТИВАЦИИ ЗОЛОТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ С ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТЬЮ

Во ВНИИМ создана установка для измерения потока нейтронного источника методом активации золотых фольг, описанная в работе [1], где приведены также и первые результаты абсолютных измерений потока RaBe (α, n)-источника с погрешностью 2,1%.

Установка конструктивно проста и состоит из большого бака с бидистиллятом воды, в центре которого помещают измеряемый нейтронный источник. При помощи миниатюрного борного счетчика снимают кривую пространственного распределения нейтронов в воде, затем на нескольких расстояниях от нейтронного источника устанавливают золотые фольги и облучают их в кадмии и без него. Полученную под действием нейтронов измеряемого источника наведенную активность золотых фольг измеряют методом β - γ -совпадений. Реконструкция и модернизация измерительной части установки позволила жестко закреплять источник и детектор в соответствующих держателях, передвигать счетчик или устанавливать золотые фольги при помощи специальных измерительных кареток и фиксировать расстояние между источником и детектором при помощи нониуса. Это дало возможность измерять расстояние между центром источника и детектора с погрешностью 0,1 мм.

Поток нейтронного источника Q , измеренный методом активации золота, определяют по формуле

$$Q = \left[4\pi \frac{\sigma_{\text{H}}}{\sigma_{\text{Au}}} \cdot \frac{2d_{\text{H}_2\text{O}}M_{\text{Au}}}{M_{\text{H}_2\text{O}}d_{\text{Au}}^{\text{v}}} F \int_0^{\infty} N_{\text{B}} r^2 dr \right] k, \quad (*)$$

где

$$\int_0^{\infty} N_{\text{B}} r^2 dr = S_{\text{B}}^{\text{v}} d_{\text{Au}}^{\text{v}} m_{\text{Au}}^{\text{v}}$$

σ_{H} и σ_{Au} — соответственно сечение поглощения тепловых нейтронов водородом ($0,332 \pm 0,002$ барн) и золотом ($98,8 \pm 0,3$ барн); $d_{\text{H}_2\text{O}}$ — плотность воды в условиях опыта; M_{Au} — атомный вес золота; $M_{\text{H}_2\text{O}}$ — молекулярный вес воды; m_{Au} — масса золотой фольги; N_{B} — число отсчетов борного детек-

тора в единицу времени; r — расстояние между центрами детектора и источника; F — коэффициент перехода: $F = A_T/N_B$; A_T — насыщенная активность золотой фольги, обусловленная подкадмиевыми нейтронами: $A_T = A_0 - A_r$; A_0 и A_r — соответственно насыщенная активность золотой фольги без кадмия и с кадмием; k — суммарная поправка к активности, обусловленной подкадмиевыми нейтронами:

$$k = \alpha \cdot \omega \cdot \rho \cdot \varepsilon \cdot \psi \cdot \varphi \cdot \eta.$$

Здесь даны поправки:

α — на поглощение тепловых нейтронов источником; ω — самоэкранирование потока фольгой; ρ — возмущение потока фольгой; ε — экранирование резонансных нейтронов кадмием; ψ — поглощение быстрых нейтронов кислородом воды; φ — эффект внутренней конверсии; η — размножение нейтронов в источнике, если он изготовлен из делящегося материала; η — краевой эффект (за счет конечных размеров фольги).

Из формулы (*) видно, что в данных измерениях коэффициент F и ограниченная кривой распределения нейтронов площадь S_0 — единственные величины, определяемые экспериментально. Остальные величины взяты из различных работ.

При измерении потока $RaBe$ (α, n)-нейтронного источника HP-115 его помещали в центре бака, наполненного бидистиллятом, а пространственное распределение нейтронов измеряли при помощи маленького борного счетчика рабочим объемом около 2 см³, содержащего BF_3 , обогащенный ¹⁰B до 83%. На трех расстояниях от источника (6,34; 8,55 и 9,55 см) помещали золотые фольги диаметром 20 мм и толщиной 0,01 мм в кадмиевом экране толщиной 0,5 мм и без него. Измеряя методом β - γ совпадений активность золотых фольг, определяли плотность потока тепловых нейтронов на указанных расстояниях.

Отношение активности фольги, вызванной подкадмиевыми нейтронами (A_T/N_B) в какой-нибудь точке r , к скорости счета борного счетчика, помещенного в ту же точку, дает значение коэффициента F . Погрешность его δF определяется погрешностью измерения активности фольг, облученных в кадмиевом экране и без него, так как погрешность N_B — числа отсчетов борного детектора зависит только от статистики измерений и может быть достаточно малой (< 0,1%).

Таким образом, погрешность δF зависит от погрешности измерения активности и от статистической погрешности δN_B . В наших условиях для $RaBe$ (α, n)-источника HP-115 погрешность δF составляет 0,6%.

Погрешность определения площади S_0

На рисунке представлена кривая пространственного распределения плотности потока тепловых нейтронов, снятая при помощи борного счетчика. Кривая для r от 4 до 35 см снята экспериментально. Общая площадь, ограниченная кривой распределения нейтронов, $S_0 = S_1 + S_2 + S_3$, где S_1 — площадь, ограниченная кривой, снятой экспериментально, S_2 и S_3 — площади, аппроксимируемые математически. Погрешность определения всей площади S_0 зависит от погрешности измерения расстояния между центрами источника и детектора, от статистической погрешности измерения скорости счета борным счетчиком и от погрешности тех частей общей площади, которые вычисляли с помощью экстраполированных значений ординат кривой распределения Nr^2 в области расстояний между центрами детектора и источника $r = 0 \pm 4$ см и $r = 36$ см $\pm \infty$.

Зависимость погрешности определения площади S_0 от погрешности S_1 , S_2 и S_3 имеет вид

$$\Delta S_0 = \sqrt{\Delta S_1^2 + \Delta S_2^2 + \Delta S_3^2}.$$

Так как площадь S_1 ограничена кривой, снятой экспериментально, то δS_1 зависит от погрешности определения тех точек, через которые проведена кривая, и от способа определения площади S_1 . При определении S_1 методом трапеций, т. е. при замене участков кривой между экспериментальными точками прямыми, проведенными через эти точки, площадь будет равна сумме площадей трапеций, основания которых равны экспериментальным значениям $N_i r_i^2$, а высота — интервалам, через которые сняты значения N_i . Чем чаще будут расположены точки, тем справедливее замена опытной кривой ломаной линией, тем ближе будет значение определенной площади к истинному ее значению. Практически оказывается достаточным измерить значения N_i через 1 см в области до 12 — 13 см и через 2 см — далее. В этом случае погрешность за счет замены экспериментальной кривой ломаной линией будет незначительной. Рассматривая площадь S_1 как сумму значений, опре-

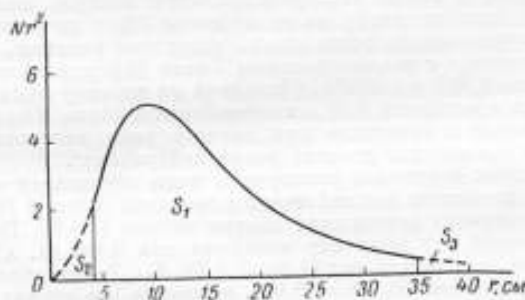


График пространственного распределения плотности потока тепловых нейтронов Nr^2

S_1 — площадь, ограниченная кривой, снятой экспериментально; S_2 и S_3 — площади, аппроксимируемые математически

деленных путем независимых измерений, и определяя δS_1 как среднюю квадратическую погрешность, нашли ее равной 0,2%, т. е. $\delta S_1 = 0,2\%$.

Погрешность определения экстраполированных площадей S_2 и S_3 , вообще говоря, зависит от способа экстраполяции. Так как определяемая площадь S_2 составляла всего 3% от общей площади S_0 , то даже не очень точная экстраполяция не давала существенного увеличения погрешности. Экстраполяция привела для S_2 к погрешности 5%, так что этот вклад в общую погрешность определения площади S_0 составил только 0,15%. Достаточно строгая экстраполяция кривой в области r от 35 см до ∞ была выполнена аналитически, так как для (α -Be)-источников кривая Nr^2 , начиная уже с 20—22 см подчиняется экспоненциальному закону. Таким образом, значение δS_3 давало вклад в общую погрешность 0,15%.

Погрешность определения площади, ограниченной всей кривой пространственного распределения нейтронов, составляет 0,3%.

Таким образом, погрешности δF и δS_0 двух основных факторов, определяющих погрешность измерения, найдены соответственно равными 0,6% и 0,3%. Кроме того, следует учесть значения $\delta \sigma_{\text{ли}}$ и $\delta \sigma_{\text{н}}$, равные соответственно 0,3 и 0,6%.

Погрешности определения массы фольги и плотности воды как ничтожно малые по сравнению с перечисленными погрешностями можно отбросить. Следует рассмотреть еще погрешность определения k :

$$k = \pi \cdot \sigma \cdot \rho \cdot z \cdot \psi \cdot \tau \cdot \epsilon,$$

в котором сосредоточены все поправки, связанные с измерением активности.

Поправку α на поглощение тепловых нейтронов самим источником можно или оценить на основании расчета, если известно макроскопическое сечение источника Σ и поток нейтронов Φ на поверхности источника, или определить экспериментально. Макроскопическое поперечное сечение захвата источника HP-115 составляет $1,25 \text{ см}^{-1}$. Отношение Φ/Q можно взять из отдельных работ или определить на основании данных измерений. Исходя из имеющихся кривых распределения, можно оценить $\delta\Phi \approx 20\%$. Значение α для нашего случая составляет 1%. Таким образом, вклад в общую погрешность k за счет этой поправки будет составлять 0,2%, т. е. $\delta\alpha = 0,2\%$.

Поправки на самоэкранирование и депрессию потока фольгой часто объединяют (ω) и рассматривают общий эффект возмущения потока. Поправку на этот эффект получили теоретически несколько авторов. Обобщение их результатов приведено в работе [2]. Опытная проверка подтверждает близость этих данных полученным при измерениях. Анализ результатов различных теорий, а также экспериментальных данных, полученных для золотых фольг, дает поправку на возмущение 3% с погрешностью 0,5%. Поправка на экранирование резонансных нейтронов кадмием, которую учитывали в соответствии с рекомендациями Титла [3], для кадмия толщиной 0,5 мм составила $0,998 \pm 0,002\%$. Поправка на краевой эффект для фольг диаметром 20 мм и толщиной 0,01 мм пренебрежимо мала. Поправку на разномножение нейтронов в материале для данного типа источника можно не учитывать (хотя происходит деление радия нейтронами).

Захват быстрых нейтронов кислородом воды обусловлен пороговой реакцией (n, α) на кислороде для нейтронов с энергией более 4 Мэв. Экспериментально эту поправку определяли многие авторы [4—6]. По данным работы [7], в которой эту поправку измеряли для RaBe (α, n)-нейтронного источника в воде, она составляет $(1,69 \pm 0,25)\%$. Таким образом, средняя квадратическая погрешность $\delta k = 0,8\%$, причем в нее входит погрешность 0,5%, обусловленная неопределенностью, вносимой в измерение активности наличием у золота эффекта внутренней конверсии.

Допуская, что погрешность измерения использованных сечений также вычислена как средняя квадратическая, находим погрешность измерения потока источника HP-115 методом активации золота

$$\delta Q = \sqrt{\delta\sigma_{\text{H}}^2 + \delta\sigma_{\text{Au}}^2 + \delta F^2 + \delta S_0^2 + \delta k^2} = 1,25\%.$$

Такая точность измерения потока достаточно высока. По сравнению с результатами работы [1] погрешность измерения потока RaBe (α, n)-нейтронного источника снизилась до 1,25%, т. е. на 0,85%.

Возможности этого метода и в настоящее время еще полностью не исчерпаны, так как, несомненно, в ближайшее время будет необходимо более точно измерить сечения захвата тепловых нейтронов как золотом, так и, в особенности, водородом. Погрешность определения площади δS_0 вряд ли возможно будет существенно уменьшить. При наличии низкофонной установки погрешность определения коэффициента F можно будет несколько уменьшить и предположительно она составит 0,4%. Представляется возможным значительно снизить погрешность коэффициента k за счет более точного экспериментального определения некоторых поправок. Наилучшим способом увеличения надежности величины ω является экспериментальное определение ее. Это сопряжено с рядом трудностей, связанных с приготовлением весьма тонких ($< 1 \text{ мкм}$) золотых фольг и измерением очень малых активностей. Тем не менее оно имеет смысл, так как число опытных данных по определению этих поправок весьма мало. Наряду с уточнением других факторов, входящих в коэффициент k , это позволит снизить значение δk до 0,7 — 0,6%. Реально можно считать, что среднюю квадратическую погрешность определения потока RaBe (α, n)-нейтронного источника методом активации золота можно снизить до 1 — 1,1%.

Абсолютные измерения в 1963 г. методом активации золота дали возможность определить поток нейтронного источника № 200-1 с погрешностью

2,1%, а источника НР-115 в 1968 г. — с погрешностью 1,25%. Эти значения соответственно равны:

$$Q_{200-1} = (3,22 \pm 0,07) \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек};$$

$$Q_{\text{НР-115}} = (2,97 \pm 0,04) \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев О. Л., Кочин А. Е., Стуков Г. М., Ярицына И. А. Абсолютные измерения выхода нейтронных источников методом активации золота. «Атомная энергия», т. 16, вып. 3, стр. 255.
2. Hanna G. Nucl. Sci. and Eng., 1963, v. 15, p. 325.
3. Tittle C. «Nucleonics», 1951, v. 9, N 7, p. 60.
4. De Troyer A., Tavernier G. Belg. Acad. Roy., 1954, v. 40, p. 150.
5. Sastry M. Ph. D. Thesis University of Durham, England, 1958.
6. Mc Taggart M. Reactor Sci. Technol. (J. Nucl. Energy, Parts A/B), 1961, v. 14, p. 212.
7. Ryzes T., Harden D. J. Nucl. Energy, Parts A/B, 1965, v. 19, p. 607.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5.

О. Л. АНДРЕЕВ, И. А. ЯРИЦЫНА
ВНИИМ

О НЕКОТОРЫХ ЭТАЛОНАХ ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Точное измерение плотности потока тепловых нейтронов приобретает все большее значение как для калибровки измерительной аппаратуры, так и для исследований на реакторах, поэтому в последние годы во многих странах созданы установки для получения постоянной и точно известной плотности потока тепловых нейтронов. В ряде стран эти установки возведены в ранг эталонов и служат для воспроизведения единицы плотности этого потока.

Как правило, в установках используют один или несколько нейтронных источников, помещенных в замедлитель определенной конфигурации. В качестве замедлителей чаще всего применяют парафин или полиэтилен, а также графит. Парафин и полиэтилен содержат большое количество водорода, ядра которого наиболее эффективны для замедления нейтронов, что является их преимуществом. Однако сечение захвата углерода значительно меньше сечения захвата водорода, что также весьма существенно. Как правило, парафин, полиэтилен или оргстекло используют в качестве отражателя, а в графите находится рабочая полость.

При сравнительном анализе различных установок внимание было обращено главным образом на:

- 1) конструктивные особенности каждой установки;
- 2) метод измерения плотности потока тепловых нейтронов;
- 3) плотность этого потока (в нейтр/(сек·см²)) на один быстрый нейтрон используемых источников;
- 4) качество потока (по кадмиевому отношению).

Первая из установок указанного типа [1] создана в НБЭ еще в 1954 г. Она представляла собой два Ra- α -Be-нейтронных источника, заключенных

в свинцовые контейнеры с толщиной стенок 10 см для защиты от γ -излучения. Источники, как видно из рис. 1, помещены так, что их отделяет от рабочей полости 5 см парафина и 10 см графита. Первоначально поток калибровали с помощью маленькой ионизационной камеры с твердым слоем бора. Плотность потока тепловых нейтронов оказалась равной $3990 \text{ нейтр/сек}\cdot\text{см}^2$, погрешность измерения составляла 2%. В дальнейшем плотность потока тепловых нейтронов измеряли в данной установке повторно. В работе [2] при измерениях использовали в данной установке повторно. В работе [2] для калибровки как золотые, так и марганцевые фольги. Плотность потока тепловых нейтронов при калибровке с золотой фольгой оказалась равной $4320 \text{ нейтр/сек}\cdot\text{см}^2$, погрешность измерения — 1,2%. После введения поправки, связанной с изотопическим составом бора, и учета возрастания ^{210}Po в нейтронных источниках, результаты, полученные с борной камерой и при помощи золотых фольг, согласуются в пределах погрешности измерений.

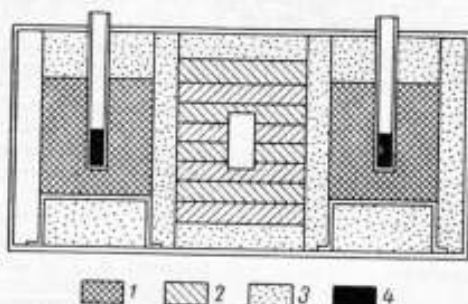


Рис. 1. Эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов Национального бюро стандартов (разрез)

1 — свинец, 2 — графит, 3 — парафин, 4 — источник

Плотность потока тепловых нейтронов определяли активацией золотых и марганцевых фольг. В связи с тем, что эта плотность изменяется в процессе работы реактора, с помощью фольг была прокалибрована борная камера. Камера постоянно находится в определенном месте реактора и контролирует изменение потока в нем с высокой точностью. Плотность потока тепловых нейтронов составила $1,663 \cdot 10^8 \text{ нейтр/сек}\cdot\text{см}^2$ на 1 $\mu\text{ка}$ ионизационного тока камеры. В 1966 г. появилась еще одна работа [5], описывающая новую установку, создающую высокую плотность потока тепловых нейтронов. В этой работе использован недавно запущенный в Национальной физической лаборатории (Геддингтон) ускоритель Ван-де-Граафа на 3 Мэв. Для получения максимальной плотности потока тепловых нейтронов пучок не пропускают через магнитный анализатор. Используя реакцию ${}^9\text{Be}(\text{D}, \text{n}){}^{10}\text{B}$ на толстых мишенях, получают в баке с водой диаметром 1 м поток тепловых нейтронов плотностью $10^8 - 10^{10} \text{ нейтр/сек}\cdot\text{см}^2$.

Пропуская пучок через магнитный анализатор и направляя его на две бериллиевые мишени, расположенные в графитовой призме размером $250 \times 150 \times 150 \text{ см}$, создают так называемый «стандартный» поток тепловых нейтронов с плотностью $10^7 \text{ нейтр/сек}\cdot\text{см}^2$. При этом на некотором расстоянии от графитовой призмы получается пучок тепловых нейтронов с плотностью $10^8 \text{ нейтр/сек}\cdot\text{см}^2$. Обе установки [4, 5] основаны на использовании реактора или ускорителя и, хотя представляют несомненный интерес, тем не менее, не могут быть сопоставлены с другими национальными установками, в которых применяют изотопные нейтронные источники. Последние, строго говоря, в большей степени удовлетворяют общим требованиям, предъявляемым к эталону.

Плотность потока тепловых нейтронов на единицу потока быстрых нейтронов (считая, что каждый источник содержит по 1 г Ra и испускает не менее 10^7 нейтр/сек) невелика и составляет около $2 \cdot 10^{-4}$, кадмиевое отношение равно 6,7 для Cd толщиной 1 мм и золотых фольг толщиной 30 $\text{мг}/\text{см}^2$.

В 1963 г. опубликована работа [4], описывающая измерение потока тепловых нейтронов на глици-реакторе малой мощности, который использовали в качестве временного эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов.

В Техасском университете создана простая и дешевая установка [6], состоящая из трех $PuBe$ -нейтронных источников, содержащих каждый 2 кюри ^{239}Pu . Источники в алюминиевых трубках погружены приблизительно на половину высоты бака с водой и расположены по вершинам треугольника со стороной 14 см (рис. 2). По оценке авторов, это устройство позволяет практически получить постоянный поток тепловых нейтронов в области около 3 дм длины свободного пробега по вертикали и несколько более 5 дм по горизонтали. Правильность калибровки проверяли сличением с эталоном плотности потока тепловых нейтронов НБЭ. Получено согласие в пределах 1%.

Значение плотности потока тепловых нейтронов для данной установки в работе [6] не приведено.

В 1961 г. в Японии создана установка [7] для получения стандартного потока тепловых нейтронов, представляющая собой графитовую призму раз-

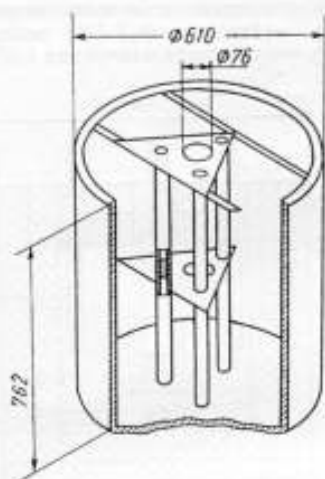


Рис. 2. Общий вид устройства, использованного в Техасском университете для получения однородной плотности потока тепловых нейтронов

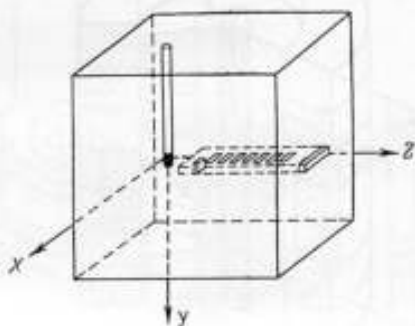


Рис. 3. Схема установки Института атомной физики (Румыния)

мером $190 \times 170 \times 190$ см, в которой помещен $RaBe$ (α, n)-нейтронный источник с потоком $1,48 \cdot 10^7$ нейтр/сек. Плотность потока тепловых нейтронов определяли при помощи золотых фольг методом кадмиевой разности на трех разных расстояниях (30, 50 и 70 см) от источника. Золотые фольги применяли как круглые диаметром 13 мм, так и размером 20×34 мм, толщиной от 2 до 49 мс/см². На расстоянии 30 см плотность потока тепловых нейтронов равна $14 \cdot 10^3$ нейтр/(сек·см²), кадмиевое отношение для золотой фольги толщиной 49 мс/см² равнялось 5,7, а на расстоянии 50 см плотность потока равна $7,16 \cdot 10^3$ нейтр/(сек·см²). Таким образом, плотность потока тепловых нейтронов на единицу потока быстрых нейтронов составляет для этого расстояния $5,1 \cdot 10^{-4}$. Погрешность абсолютных измерений при калибровке данной установки была 1,9%.

Аналогичная установка создана в Румынии [8], также с графитовой призмой размером $196 \times 196 \times 200$ см и $RaBe$ (α, n)-нейтронным источником, помещенным, как показано на рис. 3. Плотность потока тепловых нейтронов определяли на разных расстояниях иодиевыми и золотыми фольгами. Нейтронный источник содержал 0,5 г Ra. Плотность потока тепловых нейтронов, определенная золотыми фольгами на расстоянии 16,2 см, составляла $5,1 \cdot 10^3$ нейтр/(сек·см²). Поток источника равен $6,5 \cdot 10^6$ нейтр/сек, плотность тепловых нейтронов на единицу быстрых нейтронов составляет около $8 \cdot 10^{-4}$.

В 1964 г. опубликована работа [9], описывающая эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов, созданный в Национальном исследовательском совете (Канада). Установка представляет собой графитовый цилиндр диаметром 26,5 см с внутренней цилиндрической полостью диаметром и высотой 5 см. Шесть AmBe -нейтронных источников с общим потоком $9,45 \cdot 10^6$ нейтр/сек расположены по окружности на половине высоты цилиндра, как показано на рис. 4. В качестве отражателя использован цилиндр из полиэтилена с толщиной стенок 10 см. Плотность потока тепловых нейтронов определяли золотыми фольгами, активность которых измеряли методом 4β - γ -совпадений. Получено хорошее качество и высокая плотность потока тепловых нейтронов ($8,7 \cdot 10^3$ нейтр/сек·см²), погрешность измерения 1,5%.

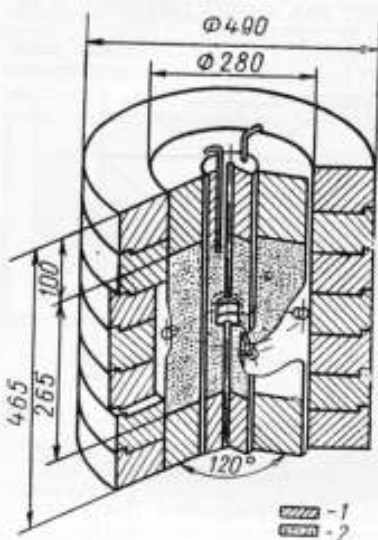


Рис. 4. Эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов Национального исследовательского совета (Канада)

1 — полиэтилен, 2 — графит

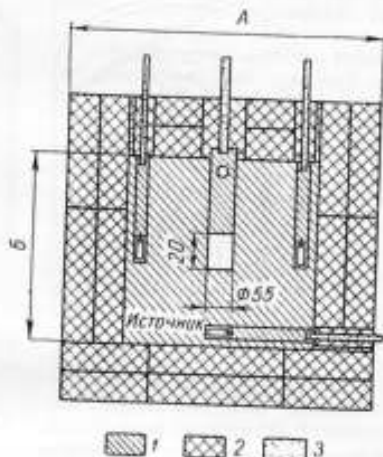


Рис. 5. Установка для получения стандартной плотности потока тепловых нейтронов ядерной лабораторий Беркли (Англия)

A — куб $68 \times 68 \times 68$ см, B — куб $42 \times 42 \times 42$ см

1 — графит, 2 — полиэтилен, 3 — алюминий

Плотность потока тепловых нейтронов на единицу быстрых нейтронов составляет $9,2 \cdot 10^{-4}$, кадмиевое отношение равно 6 для золотых фольг толщиной 30,87 мг/см². Эта установка — самая совершенная среди созданных в данное время установок подобного рода. Она исследована наиболее полно. В 1966 г. появилась работа [10], в которой исследован спектр замедления и температура нейтронов в установке Канады.

В 1966 г. опубликовано описание установки [11], созданной в ядерной лаборатории в Беркли. Она представляет собой лишь несколько видоизмененную установку Канады. Установка (рис. 5) представляет собой графитовый куб со стороной 42 см. В полости длиной 8 и диаметром 5,5 см активируются золотые фольги, при помощи которых градуируют эту установку. Графитовый куб окружен отражателем из полиэтилена толщиной 13 см. Шесть AmBe -источников с общим потоком $4,5 \cdot 10^7$ нейтр/сек помещены в графите на расстоянии 3,65 см от полиэтиленового отражателя. Таким образом, нейтронные источники отделены от воздушной полости графитом толщиной

13,75 см. Плотность потока тепловых нейтронов в рабочей полости составляет $2,7 \cdot 10^4$ нейтр/(сек·см²).

В том же 1966 г. создан эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов во ВНИИМ. Как видно из рис. 6, он представляет собой куб из оргстекла со стороной 690 мм. По сторонам куба симметрично расположены шесть ²³⁹PuBe (α, n)-нейтронных источников с общим потоком $5 \cdot 10^6$ нейтр/сек. В центре эталона имеется графитовый куб, в котором и расположена рабочая полость в виде сферы диаметром 8 см. Сконструирован эталон таким образом, что позволяет перемещать источники в оргстекле или графите, т. е. использовать замедлители различной толщины. Результаты исследования эталона, в процессе которых были определены условия, когда при тех же нейтронных

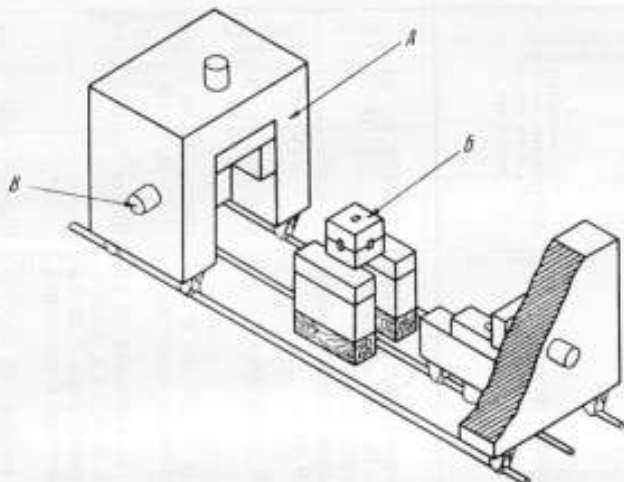


Рис. 6. Общий вид эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов ВНИИМ

А — замедлитель и отражатель из оргстекла; Б — графитовый кубик, внутри которого расположена сферическая рабочая полость; В — каналы для нейтронных источников

источниках можно получить максимальную плотность потока тепловых нейтронов с достаточно хорошим кадмиевым отношением, приведены в работе [12]. Эти исследования особенно интересны потому, что ни в одной из предыдущих работ не была обоснована выбранная геометрия. В установке ВНИИМ плотность потока тепловых нейтронов составляет $6,9 \cdot 10^3$ нейтр/(сек·см²), а плотность его на единицу потока быстрых нейтронов $13 \cdot 10^{-4}$. В табл. 1 и 2 приведены основные характеристики рассмотренных установок, а также методы измерения активности. Как видно из этих таблиц, можно говорить о рациональной конструкции установок и сравнивать их между собой по отношению плотности потока тепловых нейтронов на один быстрый нейтрон используемых источников. Вместе с тем, сравнивать их по качеству потока очень сложно, так как в разных лабораториях применяли золотые фольги разной толщины, а кадмиевое отношение весьма существенно меняется с изменением этой толщины. Тем не менее, нетрудно видеть, что в установке ядерных лабораторий Беркли, где источники расположены в графите на расстоянии 17,35 см от центра полости, кадмиевое отношение низкое и составляет только 3,52 для фольги толщиной 18 мг/см². В графитовых призмах, применяемых как в Японии, так и в Румынии, на небольших расстояниях (30 см) качество потока хуже, чем при водородосодержащем замедлителе. Кроме

Основные параметры национальных эталонов единицы плотности потока тепловых нейтронов

| Страна, лаборатория и год опубликования | Краткая характеристика установки | Тип примененных нейтронных источников и их поток, нейтр./сек | Плотность потока тепловых нейтронов (нейтр./см ² × сек) × 10 ¹⁰ и погрешность измерения, % | Отношение плотности потока тепловых нейтронов к суммарному потоку быстрых × 10 ¹⁰ |
|---|---|---|--|--|
| США Национальное бюро эталонов (НБЭ), 1954 Япония Электротехн. лаборатория, 1961 | Два источника в парафине. Рабочая полость размером 5×10×25 см в блоке графита размером 25×25×25 см Один источник в графитовой призме размером 190×170×190 см | RaBe (α, n) 2·10 ⁷ RaBe (α, n) 1,48·10 ⁷ | 4,2·10 ⁹ 1,2% 7,16·10 ⁹ 1,9% | 2,1 5,1 |
| Румыния Институт атомной физики, 1962 | То же, размером 196×196×200 см | RaBe (α, n) 6,5·10 ⁶ | 5,1·10 ⁹ | 7,8 |
| Канада Национал. исследов. совет (НИС), 1964 | Графитовый цилиндр ∅ 28 см с полостью ∅ 5 см. Отражатель — полнуглиен | Шесть AmBe (α, n) 9,45·10 ⁷ | 8,7·10 ⁹ 1,5% | 9,2 |
| Англия Ядерная лаборатория в Беркли, 1966 | В графитовом кубе со стороной 42 см полость длиной 8 см и ∅ 5,5 см. Источник в графите на расстоянии 3,65 см от отражателя из полнуглиена толщиной 13 см | Шесть AmBe (α, n) 4,5·10 ⁷ | 2,7·10 ⁹ 2,0% | 6 |
| СССР ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, 1966 | Куб из оргстекла с ребром 69 см. Рабочая полость в виде сферы ∅ 8 см в графитовом кубе с ребром 16 см | Шесть PuBe (α, n) 5·10 ⁶ | 6,9·10 ⁹ 1,6% | 13 |

того, для этих установок нет никаких сведений об изменении плотности потока на разных расстояниях от источника, что должно быть весьма существенно при использовании протяженных детекторов. По-видимому, графитовые призмы можно рекомендовать для создания эталона плотности потока тепловых нейтронов только при использовании в качестве источника достаточно мощного ускорителя, что дает возможность на больших расстояниях получать еще достаточно высокую плотность потока тепловых нейтронов.

Таблица 2

Кадмиевое отношение и методы измерения плотности потока тепловых нейтронов

| Страна и лаборатория | Расстояние от источника до центра полости, см | Толщина золотой фольги, мг/см ² | Кадмиевое отношение | Метод измерения активности золотой фольги |
|---------------------------------|---|--|---------------------|---|
| США, НБЭ | 26,5 | 56,6 | 7,67 | Измерение активности методом $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений |
| | | 47,8 | 7,26 | |
| | | 14,6 | 5,08 | |
| | | 30,0 | 6,72 | |
| Канада, НИС | 13 | 30,87 | 6,17 | То же |
| | | 31,03 | 6,39 | |
| | | 45,26 | 7,18 | |
| | | 47,13 | 7,14 | |
| | | 47,29 | 7,23 | |
| | | 45,28 | 7,13 | |
| Англия, Беркли | 17,35 | 70,13 | 4,93 | Активность измеряли на $4\pi\beta$ -счетчике. Самопоглощение определяли методом $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений |
| | | 18,13 | 3,52 | |
| | | 11,99 | 3,51 | |
| Япония, Электротехнич. лаборат. | 30 | 2 | 3,16 | Активность измеряли методом $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений |
| | | 49 | 5,86 | |
| | | 2 | 6,34 | |
| | | 49 | 14,3 | |
| СССР, ВНИИМ | 11,3 | 49 | 36,5 | Активность измеряли методом $\beta\text{-}\gamma$ - и $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений |
| | | 19,29 | 5,63 | |
| | | 16,88 | 5,46 | |
| | | 16,72 | 5,44 | |

Следует упомянуть также о том, что ни в одной из рассмотренных работ, кроме [12], нет данных о равномерности потока внутри рабочей полости. По-видимому, при создании эталона плотности потока тепловых нейтронов переоценивали роль графита, что привело к созданию установок не оптимальной конструкции.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Juren J., Rosenwasser H. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1954, 52, 93.
2. Mosburg E. R., Murphey J. and W. J. Nucl. Energy, 1961, A/B, 14, No 1.
3. Axton E. J. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1963, 67, A., No. 3.
4. Axton E. J. J. Nucl. Energy, 1963, A/B, 17, 125.
5. Axton E. J. In. Atomic Energy Agency Symposium of neutron monitoring for Radiol. Protection. Vienna, August, 1966.

6. Cochran et al. Nucl. Sci. and Eng., 1964, 20, 138.
 7. Michikawa T. et al. Bull. Electrotechn. Lab. (Tokyo), 1961, 25, 843.
 8. Mateescu N. et al. Studiisi cercetări fiz. Acad. RPR, 1962, 13, 375.
 9. Hargrov C., Geiger K. Can. J. Physics, 1964, 42, 1593.
 10. Geiger K., Van der Zwan L. «Metrologia», 1966, 2, № 1, 1.
 11. Tompson J. Radiat. measurements in nuclear power Berkeley. Nucl. Laborat., Sept. 1966, Institute of Physics and Physical Society Conference, Sec. No 2.
 12. Андреев О. Л., Ярицына И. А. Экспериментальное определение оптимальной геометрии эталона плотности потока тепловых нейтронов. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 4, стр. 348.
- Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5

А. И. БЫКОВ, В. Т. ШЕБОЛЕВ, Ш. В. ЯБЛОКОВ
ВНИИМ

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ $T(d, n)^4\text{He}$ И $D(d, n)^3\text{He}$

В последнее время значительно увеличивается объем исследовательских работ с использованием быстрых нейтронов. В связи с этим возросла необходимость создания методов точных измерений сечений взаимодействия быстрых нейтронов с различными элементами. В качестве источников быстрых нейтронов часто используют ядерные реакции $T(d, n)^4\text{He}$ и $D(d, n)^3\text{He}$. Эти источники обладают весьма важным и ценным свойством: число испускаемых нейтронов в точности соответствует числу заряженных частиц. Регистрируя испускаемое исследуемым рассеивателем (поглотителем) излучение методом совпадения с заряженными частицами, которые соответствуют первичным нейтронам, падающим на образец, можно определенно сказать, что регистрируемые процессы связаны с исследуемым веществом и что нейтроны, участвующие в этих процессах, моноэнергетичны. В общем случае, чтобы найти указанные сечения, необходимо определить: долю нейтронов, вступающих во взаимодействие с образцом; число рассеивающих ядер и поправки на многократное рассеяние падающих нейтронов.

Основная проблема измерения абсолютных сечений связана с определением потока быстрых нейтронов. Наиболее широкое применение нашли методы, основанные на использовании детектирования ядер отдачи, использования счетчиков с постоянной эффективностью и методики времени пролета.

Первый метод, хотя и характеризуется довольно хорошим разрешением (5% при 14 Мэв) и низким уровнем фона (6%), однако эффективность его сравнительно невелика ($4 \cdot 10^{-6}$ при 14 Мэв) [1]. Данные по измерениям сечений этим способом с погрешностью $\pm 5\%$ приведены в работе [2].

Погрешность методов измерений счетчиками с постоянной эффективностью и с использованием методики времени пролета — порядка $\pm 10\%$ [3].

Во всех этих измерениях большое значение имеет взаимное расположение источника, образца, детектора, зависящее от необходимого энергетического разрешения, величины нейтронного потока, типа образца (твердый, газообразный, жидкий), эффекта рассеяния внутри образца в направлении

детектора и т. д. Однако при любой геометрии опыта, основанного на измерении пропускания, и при конечных размерах образца и счетчика, необходимо вводить поправку на нейтроны, рассеянные внутри образца в направлении вперед и сосчитанные детектором. Образец должен экранировать детектор; в этом случае говорят о «хорошей» геометрии опыта. На рис. 1 приведены три типичные схемы экспериментов по определению сечений [4].

Одной из наиболее важных задач, возникающих при измерении сечений, является учет многократного рассеяния. Поправки на этот эффект оказываются достаточно сложными в связи с зависимостью сечений упругого и неупругого рассеяний от энергии и от угла рассеяния и их не удается определить аналитически. Трудности, связанные с фоном, обусловлены большой средней длиной пробега нейтронов во всех материалах. Это усложняет выделение сигналов от нейтронов, рассеянных в образце, от аналогичных сигналов, обусловленных первичными нейтронами и нейтронами, рассеянными в материалах, находящихся вблизи образцов. Использование метода совпадений нейтрон — заряженная частица позволит избежать многочисленных экспериментальных трудностей, связанных с такого рода измерениями.

Во ВНИИМ создана установка (рис. 2) для измерения сечений взаимодействия быстрых нейтронов, получаемых из $T(d, n)^4He$ и $D(d, n)^3He$ реакций, осуществляемых на ускорительной трубке, основные характеристики которой описаны в работах [5 и 6]. В качестве α -детектора, кроме газового пропорционального счетчика [5], возможно применять полупроводниковые детекторы в той же геометрии. Нейтронный детектор в установке выполнен на фотомножителе ФЭУ-36 с монокристаллами стильбена или антрацена различных размеров и его можно дистанционно перемещать как в радиальном, так и в азимутальном направлениях. Эти перемещения с большой точностью контролируют регистрирующей аппаратурой со специального пульта. Из особенностей установки можно отметить: большую гибкость управления, что позволяет поддерживать постоянные условия эксперимента; дистанционное управление, которое дает возможность осуществлять большие серии облучений исследуемых образцов, не прерывая работы высоковольтных устройств; большую точность в определении расстояний и угла поворота детектора.

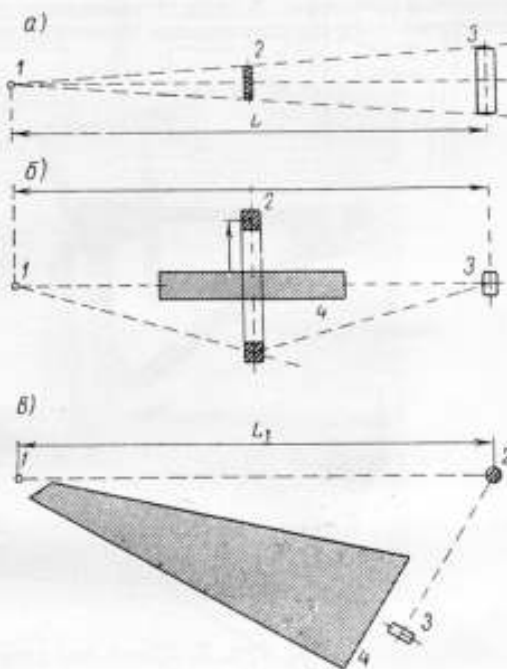


Рис. 1. Типичные схемы экспериментов по определению сечений взаимодействия быстрых нейтронов с различными элементами: а — основанного на пропускании, б — в «кольцевой» геометрии и в — в «клиновой» геометрии 1 — источник быстрых нейтронов, 2 — рассеиватель (поглотитель), 3 — детектор, 4 — экран

Последняя особенность наиболее важна, в связи с наличием поправок, которые необходимо вводить при измерении сечений и которые можно определить, меняя и строго контролируя условия эксперимента.

Основные части установки: основание рамочной конструкции, нейтронный детектор, система перемещения его и мишенный узел с α -счетчиком.

На основании рамочной конструкции размером 150×150 см размещена вся аппаратура для питания нейтронного и α -детекторов. Мишенный узел выполнен в единой конструкции с α -счетчиком, что дает возможность с большой точностью рассчитать телесный угол для протяженного источника и точечного детектора. В табл. 1 приведены данные, характеризующие два мишенных узла с рассчитанными телесными углами по данным работы [7].

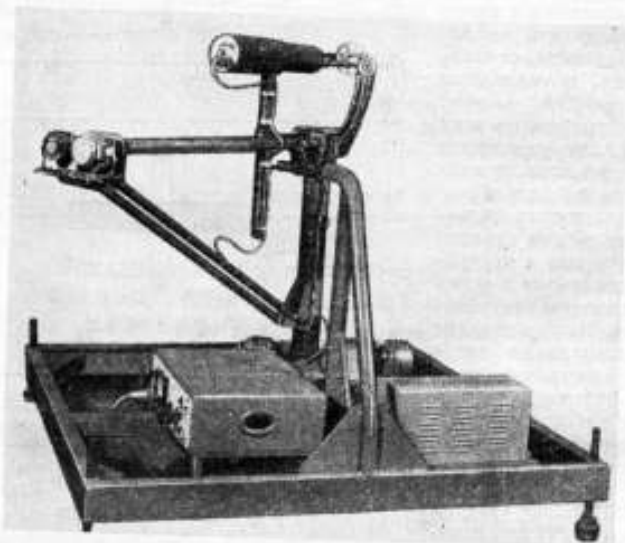


Рис. 2. Общий вид установки

Система перемещения нейтронного детектора, а также электрическая схема управления представлены на рис. 3. Система рис. 3 позволяет контролировать с погрешностью до $\pm 0,01$ мм расстояние нейтронного детектора от оси, с которой совмещена поверхность Т-Zr-мишени. Угол поворота детектора измерен с погрешностью до $\pm 2'$.

Таблица 1

Характеристики мишенных узлов

| Мишенный узел | Расстояние от детектора до мишени, мм | Диафрагма на детекторе d , мм | Телесный угол $\times 10^4$ |
|---------------|---------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|
| I | 170,42 | 1,990 | 8,5638 |
| II | 162,07 | 3,990 | 34,253 |
| | | 1,990 | 9,4978 |
| | | 3,990 | 37,988 |

Ввиду того, что данная установка создана для исследования методов точных измерений сечений взаимодействия быстрых нейтронов, все элементы ее должны удовлетворять требованиям получения минимальных погрешностей. В табл. 2 приведены результаты измерений, характеризующие погреш-

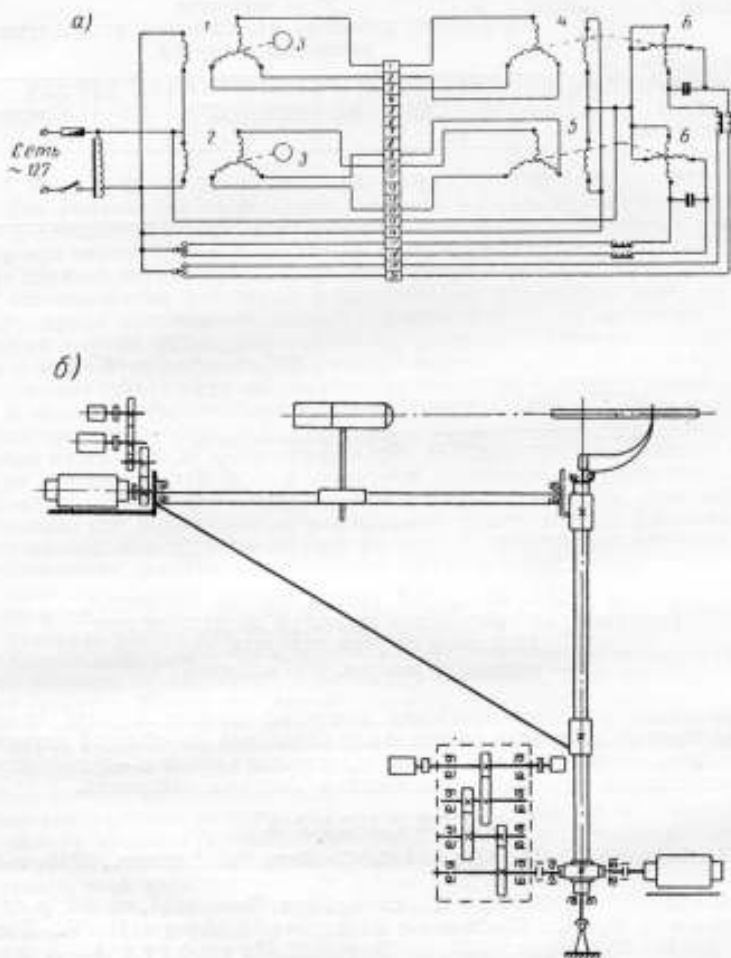


Рис. 3. Система перемещения нейтронного детектора: а — электрическая, б — кинематическая

1 и 2 — селесий-приемники БС-501А и БС-404А, 3 — указатель числа оборотов УГН-1, 4 и 5 — селесий-датчики БД-501А и БД-404А, 6 — электродвигатель СД-54

ности определения расстояния от нейтронного детектора до оси, с которой совмещали Т—Zr-мишень, а на рис. 4 — схема измерений.

Эти данные показывают высокую степень точности, с которой измеряют геометрию опыта, влияющую на расчет сечений взаимодействия.

Результаты относительного изменения расстояния нейтронного детектора до мишени (мкм)

| Относительное изменение расстояния в зависимости от угла поворота, мкм | Серия измерений | Угол поворота нейтронного детектора относительно направления дейтронного пучка | | | | | | | |
|--|-----------------|--|-----|------|------|------|------|------|---------|
| | | 45° | 90° | 135° | 180° | 225° | 270° | 315° | Среднее |
| I | | 59 | 63 | 60 | 60 | 63 | 65 | 62 | 61,7 |
| II | | 60 | 62 | 57 | 56 | 59 | 62 | 60 | 59,4 |

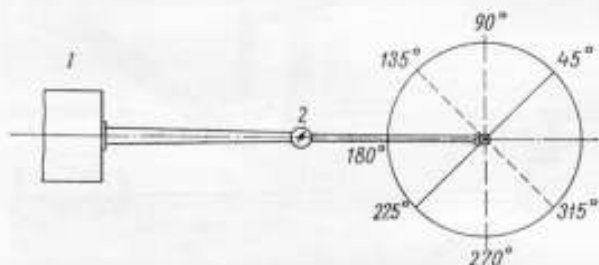


Рис. 4. Схема измерения относительного изменения расстояния от нейтронного детектора до мишени в зависимости от угла поворота

1 — нейтронный детектор, 2 — индикатор

Описанная установка позволит измерять: полные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с различными образцами по обычной методике, основанной на измерении пропускания, и, используя метод $n-\alpha$ -совпадений, дифференциальные сечения взаимодействия быстрых нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson C. H., Traill C. C. Rev., Sci. Instrum., 1956, v. 27, p. 468.
2. Vane S. J., Perry J. E. J. Phys. Rev. 1957, v. 107, p. 1616
3. Gawis G. A., Hemmendinger A., Argo H. V., Taschek R. F. Phys. Rev., 1950, v. 79, p. 929; Cranberg L., Armstrong A. H., Henkel R. L. Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 1639.
4. Жарков В. А. Ядерные взаимодействия быстрых нейтронов. Атомиздат, 1963.
5. Щеболев В. Т. Применение метода сопутствующих частиц для измерения выхода нейтронных источников и нейтронных потоков. Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.
6. Щеболев В. Т. Конструкция, осуществление и исследование источника нейтронов с энергией 14 Мэв. Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.
7. Петржак К. А., Бак М. А. ЖТФ, 1955, т. 25, № 4, стр. 636.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
В КОЛЛИМИРОВАННОМ ПУЧКЕ

Для уменьшения погрешности передачи размера единиц плотности потока поглощенной и эквивалентной доз нейтронного излучения с помощью установки типа УКПН-1 [1],* разработанной во ВНИИМ, необходимо точно знать характеристики полей нейтронного излучения в этой установке (рис. 1) при использовании различных радиоактивных источников нейтронов. Поэтому, кроме экспериментального исследования, была поставлена задача провести точный расчет энергетических спектров нейтронов, плотности потока и мощностей поглощенной и эквивалентной доз нейтронного излучения в различных точках поля вне защитного контейнера установки типа УКПН-1.

В Физико-энергетическом институте (ФЭИ, г. Обнинск) была составлена специальная программа (МК—ЯН) для электронной цифровой быстродействующей машины М-20, которая позволяла по видоизмененному методу Монте-Карло определять любые из упомянутых характеристик поля нейтронного излучения, создаваемого как прямым потоком нейтронов, выходящих из источника, так и нейтронами, рассеянными коллиматором. Геометрия рассматриваемой задачи представлена на рис. 2. Изотропный источник моноэнергетических нейтронов расположен всегда в точке O .

Программа позволяет получить энергетический спектр, дозу и плотность потока в любой точке пространства вне цилиндра y . При этом можно вести одновременно расчет для n точек пространства ($n < 12$).

Коллиматор разбит на четыре зоны (I—IV), три из которых (I—III) могут состоять из различных комбинаций элементов. Зона IV представляет собой «вакуум». Состав зон, так же как и геометрические параметры, варьируют в зависимости от задания на счет.

Такая разбивка на зоны сделана по следующим соображениям. Зона I — защита (полиэтилен с 5% бора); в зоне II будет происходить отражение нейтронов, поэтому программой предусмотрена возможность заполнить эту зону любым специальным материалом (в расчете пока брали тот же материал, что и в зоне I). В зоне III, часто называемой горловиной, происходит основное рассеяние нейтронов, поэтому было бы очень интересно изменять и материал и размеры этой зоны.

При расчете рассеянного излучения методом Монте-Карло учитывают следующие типы реакций: упругое и неупругое рассеяние и поглощение. Выбор метода определен самим характером задачи, так как сложность геометрии и рассматриваемых процессов не дает возможности получить аналитическими методами решение за сколько-либо приемлемое время без очень серьезных упрощений.

Метод Монте-Карло, примененный в данной работе, использован с некоторыми модификациями, направленными на повышение эффективности его и уменьшение времени счета задачи на машине, к числу которых относится метод локального вычисления потока и метод условных вероятностей. Подробное описание этих методов можно найти в работах [2, 3], соответственно, поэтому ограничимся лишь кратким описанием их применительно к данной задаче.

* См. также стр. 107, 129 и 137.

Метод локального вычисления потока коротко сводится к следующему. Пусть

$$X_n = (r_n, \Omega_n, E_n),$$

где r_n — радиус-вектор точки n -го рассеяния; Ω_n — направление движения; E_n — энергия после n -го рассеяния.

Траектория частицы полностью характеризуется заданием последовательности X_0, X_1, \dots, X_l , где l — полное число рассеяний. Последователь-

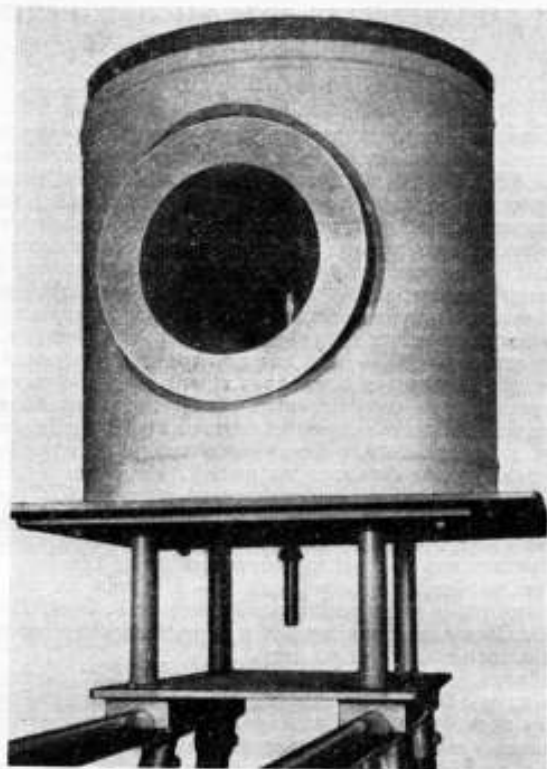


Рис. 1. Защитный контейнер с коллиматором

ность $\{X_n\}$ является цепью Маркова в пространстве переменных $X = (r, \Omega, E)$ с переходной вероятностью $k(X' \rightarrow X)$, определяющей ядро общего интегрального уравнения переноса излучения и зависящей от законов взаимодействия частицы с веществом. Метод Монте-Карло осуществляет многократное моделирование случайных последовательностей $\{X_n\}$ с дальнейшей их обработкой. Пусть r^* — некоторая точка наблюдения в пространстве («детектор»). Тогда рассеянный дифференциальный поток $\Phi_S(r^*, \Omega^*, E^*)$ в точке r^* равен

$$\Phi_S(r^*, \Omega^*, E^*) = M \left\{ \sum_{n=1}^l \frac{e^{-\tau(r_n, r^*, E^*)}}{\rho_n^2} \times \right. \\ \left. \times f(r_n, \Omega_{n-1}, E_{n-1}, \Omega^*, E^*) \delta(\Omega^* - \Omega_n^*) \right\}, \quad (1)$$

где M — символ математического ожидания. Остальные величины имеют следующий смысл: $f \cdot d\Omega' \cdot dE'$ — функция рассеяния; $\tau(r_n, r^*, E^*)$ — оптическое расстояние между точками r_n и r^* для частицы с энергией E^* ; $\rho_n = |r_n - r^*|$; $\Omega_n = \frac{r^* - r_n}{\rho_n}$; δ — дельта-функция Дирака.

Функция рассеяния для нейтронов имеет вид

$$f(r, \Omega, E, \Omega', E') = \frac{1}{\Sigma_s(r, E)} \sum_n \rho_n(r) \left(\frac{d\sigma_y^n(E, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} \times \right. \\ \left. \times \delta[E' - \tau_{ny}(E, \Omega, \Omega')] + \frac{1}{4\pi} \tau_{ny}^n(E) \cdot \tau_{ny}(E', E) \right), \quad (2)$$

где $\Sigma_s(r, E)$ — полное сечение для нейтронов с энергией E в точке r ; $\rho_n(r)$ — ядерная концентрация n -элемента в точке r ; $d\sigma_y^n(E, \Omega, \Omega')/d\Omega'$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния для n -элемента;

$$\tau_{ij} = E \left(\frac{\nu + \sqrt{A_j^2 - 1 - \nu^2}}{1 + A_j} \right)^2 \\ \nu = \arccos(\Omega, \Omega');$$

E — энергия до рассеяния; A_j — массовое число j -элемента; $\sigma_{ny}^j(E)$ — микроскопическое сечение неупругого рассеяния для j -го элемента; $\Psi_i(E, E')$ — соответствующее распределение неупруго рассеянных нейтронов.

Этот метод принят в программе для получения поля рассеянного излучения.

Метод условных вероятностей использован в данном случае для учета поглощения нейтронов веществом и вылета их из системы. Для этого введена весовая функция частицы, которая меняется при розыгрыше каждого столкновения на величину $\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} (1 - e^{-\tau})$, где Σ_s и Σ_t — сечение рассеяния и полное сечение для нейтрона, а τ — оптическая толщина в направлении полета нейтрона. Введение такой схемы позволяет увеличить эффективность каждой нейтронной истории и позволяет избежать прерывания ее без выдачи информации.

Применение описанных методов позволило создать программу, с помощью которой за сравнительно малое время удается получать доста-

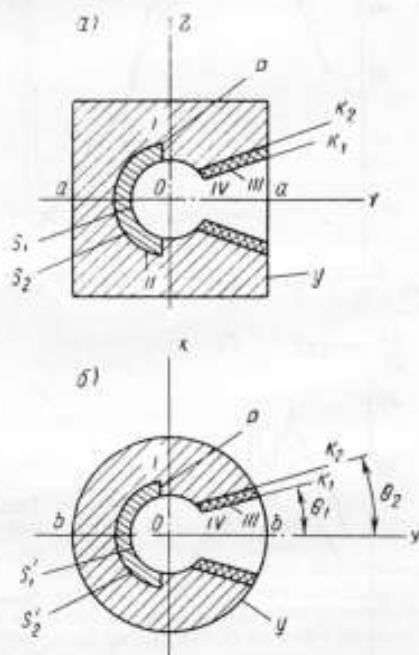


Рис. 2. Геометрия расчета:
а — сечение по $b-b$; б — сечение по $a-a$

K_1 и K_2 — соответственно внутренний и внешний конусы с вершинами b_1 и b_2 (отсчит по оси Y) и углами θ_1 и θ_2 между образующими и осью Y ; S_1 и S_2 — внешняя и внутренняя сферы с радиусами R_1 и R_2 (центр в точке O); P — плоскость $Y = \mu$; y — цилиндр радиуса R_{cy} , ограниченный плоскостями $Z = \pm H$

точно точное решение задачи. Время счета, разумеется, заметно изменяется от задачи к задаче в зависимости от состава и размеров зон, однако остается всегда в приемлемых пределах (около получаса). При решении задачи с зонами из полиэтилена с небольшой добавкой бора время расчета варианта

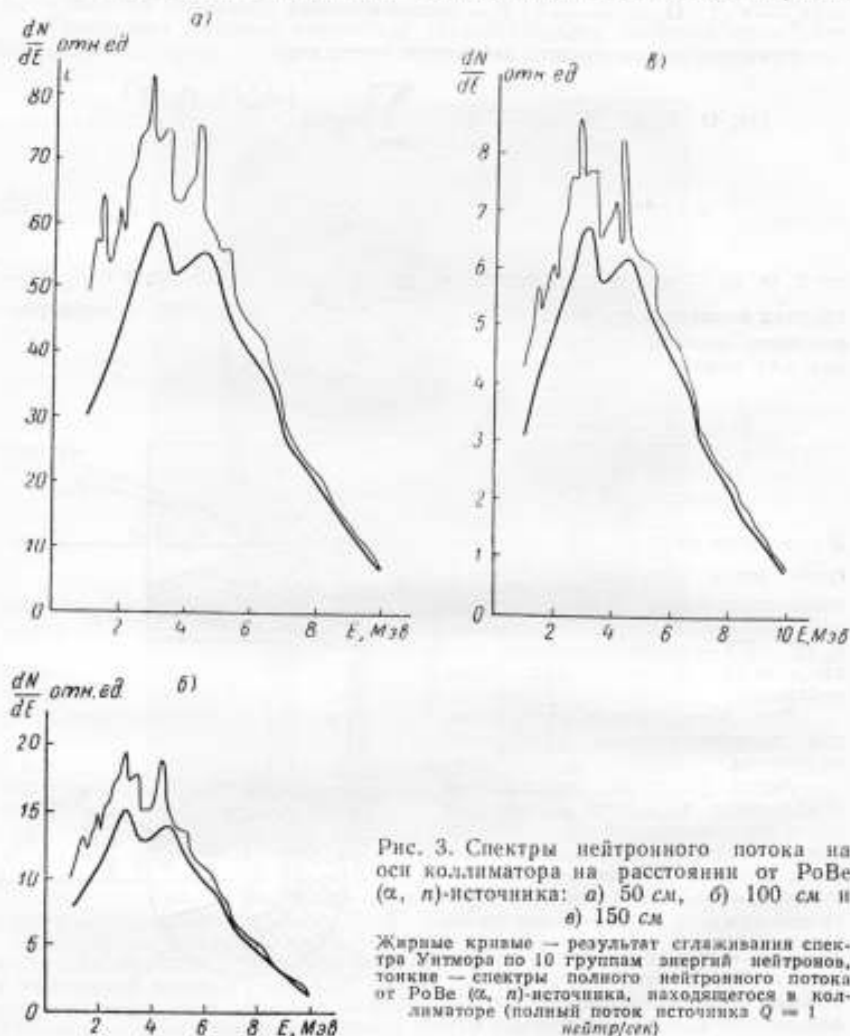


Рис. 3. Спектры нейтронного потока на оси коллиматора на расстоянии от PoBe (α, n)-источника: а) 50 см, б) 100 см и в) 150 см

Жирные кривые — результат сглаживания спектра Уитмора по 10 группам энергий нейтронов, тонкие — спектры полного нейтронного потока от PoBe (α, n)-источника, находящегося в коллиматоре (полный поток источника $Q = 1$ нейтр/сек)

для одной энергии (1000 нейтронных историй) составляло 20–25 мин машинного времени. Контрольные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

После отладки программы были рассчитаны несколько вариантов для конусного коллиматора с горловиной ($200 \times 50 \times 200$) установки типа УКПН-1 [1].* Статистическая погрешность расчета была не хуже 4–5%.

* См. также сноску на стр. 99.

Сечения взаимодействия нейтронов с Н, С и В известны достаточно точно. Поэтому можно считать, что погрешность расчетов не хуже $\pm 5\%$.

В расчетах все зоны I — III были из полиэтилена с 5% бора. Характеристики нейтронного излучения поля рассчитаны на расстоянии 50, 100 и 150 см от моноэнергетического источника с энергиями 1,5; 2; 2,5; 3,5; 4,5; 5,5; 7; 8,5 и 10 Мэв. Полученные результаты затем расшифровывали и пересчитывали на спектр PoBe (α, n)-источника. За основу брали известный спектр, полученный Уитмором с помощью ядерных эмульсий [4]. На рис. 3 приведены спектры, полученные в результате расчета. В данном расчете не очень существен был выбор одного из известных по литературе спектров нейтронов для PoBe (α, n)-источника, так как они мало

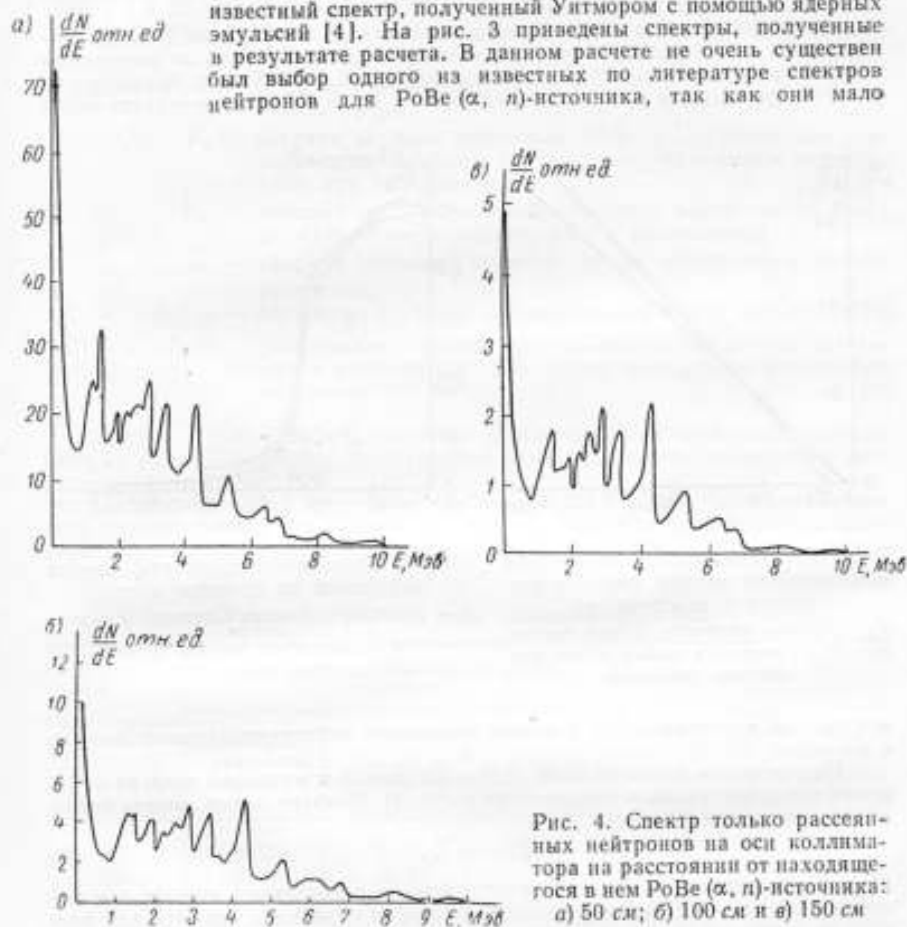


Рис. 4. Спектр только рассеянных нейтронов на оси коллиматора на расстоянии от находящегося в нем PoBe (α, n)-источника: а) 50 см; б) 100 см и в) 150 см

отличаются друг от друга, а, тем более, при сглаживании только по 10 группам. В дальнейшем необходимо провести экспериментальное исследование энергетических спектров применяемых нейтронных источников и спектров нейтронов, выходящих из коллиматора, также пересчитав для сравнения начальный спектр аналогично спектру Уитмора с учетом рассеяния в коллиматоре. В результате расчета с ЭВМ для спектра получали 16 точек с интервалом $\Delta E = E_0/16$ и для точности с помощью интерполяции и экстраполяции использовали точки с $\Delta E = 0,1$ Мэв.

Для каждой энергии (из 10) брали свой «вес» по спектру Уитмора, на который умножали результаты расчета, и окончательные результаты сумми-

ровали по всем 10 энергиям. На рис. 4 приведены спектры только рассеянных нейтронов для 50, 100, 150 см.

На рис. 5 показано определение положения эффективного центра системы источник + коллиматор на основании расчетных данных. Как видно из рисунка, эффективный центр всей системы смещен вперед от источника примерно на 3 см, а эффективный центр «источника» рассеянных нейтронов смещен вперед на 12,5 см. Все это согласуется с экспериментом [5]* и общими физическими соображениями.

На рис. 6 дано сравнение экспериментальных* и расчетных данных о зависимости относительной плотности потока по сечению пучка от расстояния h до оси (расстояние по оси до источника 100 см, $E_n = 5,5$ Мэв). Аналогичные расчеты проведены и для расстояния 50 см и $E_n = 4,5$ Мэв; результат полу-

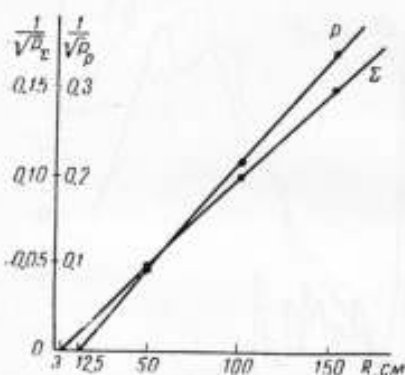


Рис. 5. Определение положения эффективного центра системы (источник + коллиматор)

P_s — полная плотность потока нейтронов; P_p — плотность потока только рассеянных нейтронов

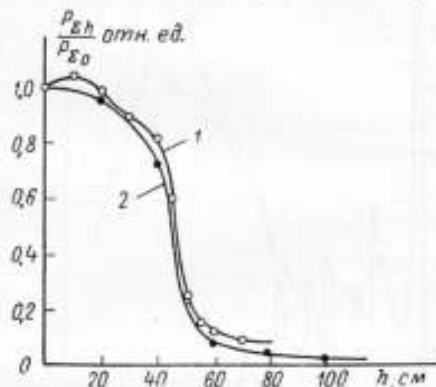


Рис. 6. Изменение плотности потока нейтронов по сечению пучка:

1 — экспериментальные данные, 2 — расчетные.
 h — расстояние от оси пучка

чен тот же, что показывает хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетом.

На основании расчетов были получены данные и о средней энергии нейтронов после рассеяния в коллиматоре (табл. 1). Пользуясь ими, можно найти коэффициент c в формуле

$$\bar{E}_s = c \cdot \bar{E}_0. \quad (3)$$

На рис. 7а дано сравнение экспериментальных и расчетных данных для коэффициента c . Небольшое расхождение можно объяснить тем, что для расчета не брали нейтроны с начальной энергией менее 1 Мэв, а в эксперименте это учтено с определенной погрешностью.

В результате всех расчетов получен коэффициент K в формуле для расчета плотности потока P быстрых нейтронов (рис. 7б)

$$P = K \frac{Q}{4\pi R^2}. \quad (4)$$

где R — расстояние расчетной точки до источника; Q — полный поток источника.

* См. также сноску на стр. 99.

Таблица 1

| $R, \text{ см}$ | $\bar{E}_0, \text{ Мэв}$ | $\bar{E}_p, \text{ Мэв}$ | $\bar{E}_z, \text{ Мэв}$ | $\bar{E}_{z, \text{ рп}}, \text{ Мэв}$ | $\Delta E', \%$ | $\Delta E_1, \%$ | ϵ |
|-----------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--|-----------------|------------------|------------|
| 50 | 4,54 | 2,46 | 4,32 | 4,05 | 4,84 | 10,79 | 0,892 |
| 100 | 4,60 | 2,74 | 4,40 | 4,18 | 4,35 | 9,14 | 0,909 |
| 150 | 4,64 | 2,70 | 4,41 | 4,22 | 4,96 | 9,05 | 0,910 |

Примечание. В табл. 1 обозначено:

R — радиус сферы;

\bar{E}_0 — средняя энергия нейтронов PoBe (α, n)-источника (литературные данные). Расхождение объясняется неточностью при «взвешивании»;

\bar{E}_p — средняя энергия только рассеянных нейтронов от PoBe (α, n)-источника, помещенного в коллиматор;

\bar{E}_z — средняя энергия полного потока нейтронов с учетом рассеяния;

$\bar{E}_{z, \text{ рп}}$ — то же, но с учетом рассеянных нейтронов меньше 1 Мэв;

$\Delta E' \%$ и $\Delta E_1 \%$ — уменьшение средней энергии нейтронов за счет рассеяния в коллиматоре без учета и с учетом рассеянных нейтронов < 1 Мэв.

Кривая 1 (рис. 7 б) есть результат усреднения всех экспериментальных данных [5]*. Как видно, экспериментальные результаты совпадают с расчетными в пределах 10%.

По разработанной программе для установки УЖПН-1 было рассчитано поле эквивалентных доз D (табл. 2 и рис. 8). При этом коэффициенты качества брали согласно литературным данным [6—9] и ГОСТ [10].

Таблица 2

Результат расчета поля эквивалентных доз

| Радиус сферы $R, \text{ см}$ | Поле эквивалентных доз D потока, мэв·р/сек | | | Доля рассеянных нейтронов в полной дозе, % |
|---------------------------------|---|--------------|--------------------------|--|
| | рассеянных нейтронов, $D_{\text{расс}}$ | прямого, D | полного, $D_{\text{зр}}$ | |
| 50 | 6,51 | 23,9 | 30,4 | 21,4 |
| 00 | 1,30 | 5,98 | 7,28 | 17,9 |
| 150 | 0,522 | 2,66 | 3,18 | 16,5 |
| Среднее | | | | 19±2 |

Результаты расчета нормированы на полный поток источника $1,91 \cdot 10^7$ нейтр/сек, соответствующий эксперименту. Отклонение экспериментальных результатов** от расчетных не превышает 8%. Используя расчетные данные, можно сделать вывод о существовании эффективного центра

* См. также сноску на стр. 99.

** См. стр. 129.

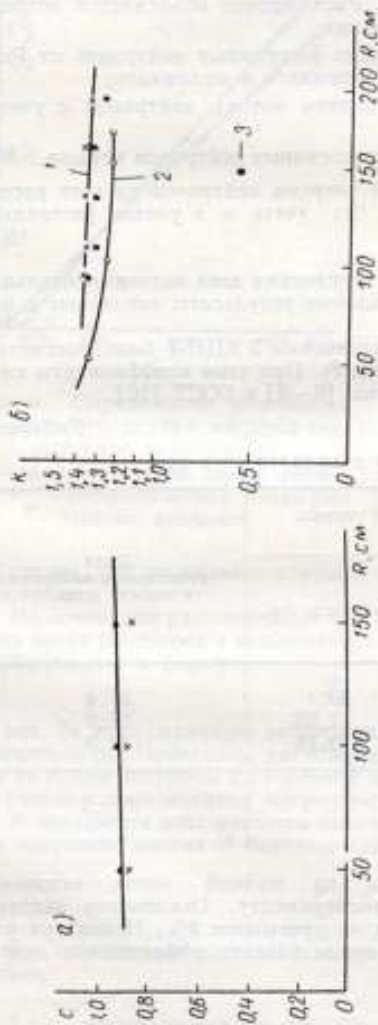


Рис. 7. Зависимость от расстояния до источника: *a* — коэффициента c (точки — расчетные данные, крестик — экспериментальные — двойной замедлитель); *b* — коэффициента K (1 — средний результат, 2 — расчетные данные и 3 — измеренные с помощью «светлопотога» счетчик).



Рис. 8. Зависимость мощности эквивалентной дозы нейтронов от $\text{PoBe}(\alpha, n)$ -источника для установки УКПН-1 от расстояния до источника.
 Кривая — расчетные данные, точки — экспериментальные

Рис. 9. Определение эффективного центра коллагатора по мощности дозы

коллиматора, если рассматривать его как распределенный источник. Правда, отклонение эффективного центра от геометрического центра незначительное — он сдвинут вперед от геометрического примерно на 2 см (рис. 9), что согласуется с приведенными выше и другими [5] данными по этому вопросу.

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы:

- 1) разработанная программа дает надежные результаты, о чем говорит хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных;
- 2) коэффициент K лежит в пределах 1,37—1,25;
- 3) для повышения точности расчета плотности потока нейтронов следует учитывать слабую зависимость коэффициента K от расстояния расчетной точки до источника, особенно на расстояниях, меньших 40—50 см;
- 4) коэффициент $c = 0,90 \pm 0,09$;
- 5) полученные результаты расчета поля эквивалентных доз для установки УКПН-1 хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методические указания № 291. Изд-во стандартов, 1968.
2. Бусленко Н. П. и др. В кн. «Метод статических испытаний» под ред. Ю. А. Шрейдера. Физматгиз, 1962.
3. Золотухин В. Г., Ермаков С. М. Применение метода Монте-Карло для расчета защиты от ядерных излучений. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов» под ред. Д. Л. Бродера. Госатомиздат, 1963.
4. Whitmore V., Baker W. Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 799.
5. Фомных В. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Исследование направленного потока быстрых нейтронов из коллиматора. «Измерительная техника», 1968, № 7.
6. Snyder W., Neufeld J. Brit. J. Radiol., 1955, v. 28, No 331, p. 342.
7. Goldstein H. Fundamental Aspects of Reactor Shielding Add. Wesley, Massachusetts, 1959.
8. «Handbook», No 63, NBS USA, 1957.
9. Санитарные правила, изд. II. Госатомиздат, 1963.
10. ГОСТ 12631 — 67. Коэффициент качества ионизирующих излучений.

Поступила в редакцию 30/IX 1965 г.

УДК 539.125.5.08

С. Н. БАЛАХНИЧЕВ, М. Ф. ЮДИН, А. П. ЯНОВСКИЙ
ВНИИМ

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАНОВКИ УКПН-1 ДЛЯ ПОВЕРКИ И ГРАДУИРОВКИ НЕЙТРОННЫХ ПРИБОРОВ В КОЛЛИМИРОВАННОМ ПУЧКЕ

В последние годы ионизирующие излучения все больше используют в различных областях науки, техники, медицины, промышленности. Особенно бурно развивается атомная энергетика: уже действуют мощные атомные электростанции и строятся новые, атомные энергетические установки применяют в судостроении и в других областях. Работа на любых атомных установках всегда связана с наличием нейтронного излучения. Для технологических целей и для контроля безопасности работы используют большое число нейтронных приборов, которые необходимо градуировать и периодически проверять.

Применяемая до настоящего времени методика градуировки и поверки нейтронных приборов с использованием открытого источника [1] имеет ряд существенных недостатков, а в некоторых условиях абсолютно неприемлема [2].

Целью настоящей работы было исследование нового метода градуировки приборов в коллимированном пучке нейтронов и создание установки для поверки и градуировки нейтронных приборов в таком пучке.

Возможность использования коллимированного пучка нейтронов для градуировки и поверки нейтронной аппаратуры [2—4] исследуется во ВНИИМ с 1960 г.

Применение коллимированных пучков нейтронов в экспериментах

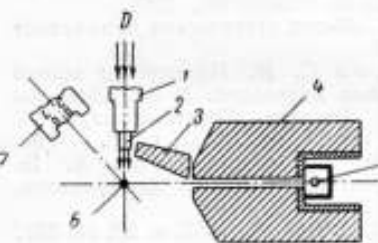
При работе с источниками с большим потоком нейтронов необходимо принимать меры, обеспечивающие безопасность ввиду большой биологической эффективности нейтронного излучения. В условиях работы с источниками с 4π -излучением нейтронов (так называемая «открытая геометрия») обеспечить эту безопасность довольно трудно. Поэтому естественно стремление защититься от неиспользуемой части нейтронного потока, оставив лишь пучок, необходимый для эксперимента.

В том случае, когда источник нейтронов окружен защитой, через которую выводится лишь достаточно узкий пучок их, необходимо учитывать влияние на прямой поток нейтронов рассеяния и других взаимодействий. Для нейтронного излучения добавка в прямой поток нейтронов, рассеянных в защите, может быть значительнее, чем в аналогичных случаях для γ -излучения. Такую добавку необходимо учитывать экспериментально или путем расчета.

Данный вопрос очень слабо отражен в литературе. Имеется лишь незначительное число работ, в которых рассматривается непосредственно процесс коллимации нейтронов. К таким работам прежде всего следует отнести обзор А. Лангсдорфа в монографии Д. Марнона и Д. Фаулера [5], где этот вопрос разобран наиболее полно. Имеется ряд работ, в которых приведены результаты расчета потока нейтронов, рассеянных в различных коллиматорах [6—14]. Но все это очень приближенные расчеты для реакторов и для коллиматоров с маленькой апертурой. В ряде работ коллимирующие устройства применяли для получения пучков мононаправленных нейтронов с неискаженным первичным спектром [15—20]. Во всех этих работах диаметр коллиматора очень мал (~ 5 см) и апертура до 13° [19].

Рис. 1. Схема опыта по исследованию сечения рассеяния с коллимационной системой

1 — ускоритель, 2 — мишень, 3 — теневая защита, 4 — коллиматор, 5 — сцинтиллятор, 6 — рассеиватель, 7 — «длинный» счетчик



Во многих работах описаны самые разнообразные и часто сложные коллимирующие устройства, использованные для определения сечения рассеяния и зависимости его от угла [5, 21—31]. Устройство коллиматоров, экранов, применяемые материалы определяет тип эксперимента. Так, например, для защиты от тепловых нейтронов служат бор (B , B_4C , H_2BO_3 и др.), кадмий различной толщины. При использовании детекторов чувствительных к жесткому захватному γ -излучению, применяют литий (Li_2CO_3), который при поглощении нейтронов испускает α -частицу, а не γ -излучение [21, 22, 28]. Для теневой защиты от прямых быстрых нейтронов в работе [28] служила медь. На рис. 1 показана типичная схема опыта по исследованию сечений рассеяния с коллимированием детектора. В качестве наиболее рас-

пространственного замедлителя нейтронов обычно используют парафин с добавками от 5 до 50% бора или его соединений, а в качестве защиты от γ -излучения — свинец или сталь. Диаметры отверстий коллиматоров в большинстве случаев небольшие (1—10 см), длина 0,5 — 1,5 м. Таким образом, из указанных работ особо ценных результатов непосредственно по интересующему вопросу получить нельзя, кроме данных по конструктивным материалам.

Для настоящей работы непосредственный интерес могут представить данные по измерению или теоретическому расчету альbedo от различных поверхностей, приведенные в работах [32—41]. В них имеются очень полезные материалы для расчета коллиматора и для оценки рассеяния нейтронов от стен, пола, потолка и других поверхностей.

Для оценки защиты в исследуемой установке, а также для расчета спектров нейтронов, проходящих через слои различных материалов, в том числе и через борированный полиэтилен [42, 43], много данных имеется в работах

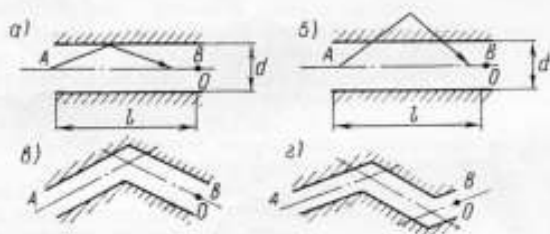


Рис. 2. Геометрия расчета альbedo
а — единичное рассеяние от стенок; б — единичное рассеяние в стенках; в и г — изломанный канал

[44—50]. Экспериментальные и теоретические данные о выводе нейтронов из активной зоны реактора через коллимирующие устройства приведены в работах [51—53], а общие соображения по вопросу о коллимации нейтронных пучков — в работах [54—56].

Остановимся более подробно на работах, имеющих непосредственное отношение к излагаемому вопросу.

В работе Симона и Клиффорда [6] рассмотрен длинный (длиной l) цилиндрический коллиматор малого диаметра d . Приведено несколько основных случаев его геометрии:

С л у ч а й 1. Единичное рассеяние от стенок (т. е. альbedo) (рис. 2 а). Для определения плотности потока F_c рассеянных нейтронов на выходе коллиматора в точке O на оси служит формула

$$F_c = \frac{N_0}{2\pi l^2} \left(1 + A\alpha' + \frac{4B\alpha'd}{l} \right), \quad (1)$$

где A и B — постоянные коэффициенты, связанные между собой соотношением $A + B = 1$; $N_0 = n_0 d^2$ — поток нейтронов; n_0 — плотность входящего потока нейтронов, нейтр/(см² сек); α' — альbedo нейтронов от стенок.

С л у ч а й 2. Единичное рассеяние в стенках (рис. 2 б).

а) При длине среднего свободного пробега нейтрона в воздухе $\lambda < l$, где $\lambda = d/l$,

$$F_c = \frac{N_0}{2\pi l^2} \cdot \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \left\{ \lambda \lg^{-1} \frac{1}{2\sqrt{\lambda}} \right\}. \quad (2)$$

Здесь Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния; Σ_t — полное макроскопическое сечение.

б) При $\frac{1}{2} | \bar{\lambda} > 1$

$$F_c = \frac{N_0 d}{4l^2} \cdot \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \quad (3)$$

С л у ч а й 3. При многократном рассеянии

$$F_c = \frac{N_0}{4\pi l^2} \left[1 + A \frac{\alpha'}{1-\alpha'} + \frac{4Bd\alpha'}{l(1-\alpha')} \right], \quad (4)$$

где $A + B = 1$.

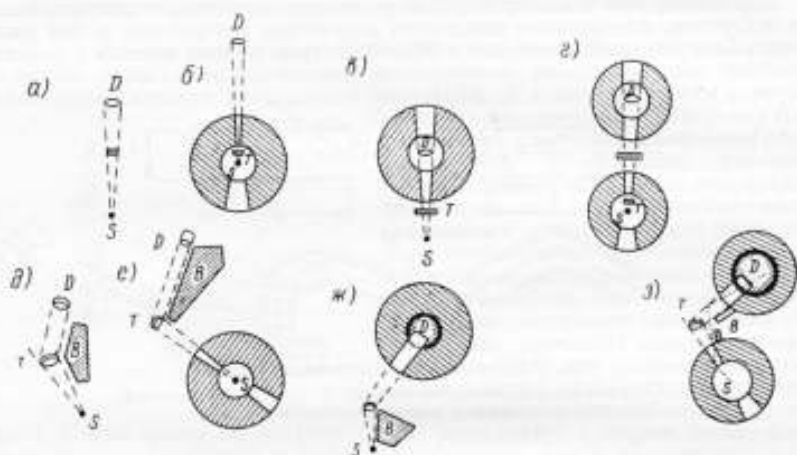


Рис. 3. Различные варианты защиты и коллиматоров в экспериментах с нейтронами:

а — защиты нет; б — полная защита только источника, в — только детектора, г — и источника и детектора, д — з — варианты защиты при измерении дифференциальных сечений рассеяния нейтронов образцом Т

С л у ч а й 4. Изломанный канал с одним и более поворотом (рис. 2 в, г). Подобная задача решена в работе Фишера [7] для случая прохождения нейтронов через узкий канал (диаметр $2r$) в толстой защите (толщина l). При этом

$$F_c = \frac{n_0 \Sigma_s^3 l^2}{\Sigma_t^2 r} \left(0,005 + 0,039 \frac{\Sigma_s}{G} \right) \cos \varphi, \quad (5)$$

где G — постоянная; φ — угол поворота канала.

А. Лангсдорф сделал большой обзор основных проблем, связанных с коллимацией нейтронов и защитой в экспериментах с быстрыми нейтронами [5]. Описанные в обзоре коллиматоры с апертурой 0,001 — 0,03 *стер* наиболее часто применяют на ускорителях типа Ван-де-Граафа. Приведенный в обзоре метод возможно экстраполировать и на большие телесные углы.

Конструирование коллиматора следует начинать с расчета защиты. Описанные коллиматоры (толщина защиты 30—60 см водородосодержащего вещества) ослабляют в 10^3 — 10^4 раз поток посторонних нейтронов, приходящих в данную точку без защиты. Эффективная защита для нейтронов с энергией, превышающей 20 Мэв, достигает 2,5 — 5 м.

В обзоре [5] рассмотрено много вариантов коллиматоров и защиты при различных экспериментах (рис. 3). Последовательность перехода от отсут-

ния защиты к полной защите только источника, только детектора и, наконец, и источника и детектора в экспериментах, когда прямой поток от источника S падает на детектор D , показана на рис. 3 а—г. В этих экспериментах функция защиты состоит в подавлении потока нейтронов от источника S , достигающих детектора по путем, отличным от прямой SD . Варианты защиты, используемые при измерении дифференциальных сечений рассеяния нейтронов образцом T показаны на рис. 3 д—з. Варианты защиты рис. 3 б, е наиболее приемлемы для экспериментального коллимационного узла, разработанного во ВНИИМ.

В том же обзоре [5] рассмотрены основные преимущества защиты с коллиматором. Помимо основного назначения защиты — снижения фона, существует ряд факторов, делающих применение защиты желательным:

1. Защищенные источник и детектор обладают свойством направленности, которое дает возможность вне рабочей апертуры коллиматора размещать любые устройства и материалы, не искажая используемый поток.
2. В опытах по пропусканию и рассеянию образец может быть больше апертуры коллиматора, а детектор даже и меньше.
3. В ряде опытов существенной помехой является рассеяние воздухом. Защищенные системы нетрудно вакуумировать, хотя бы частично.
4. В случае правильно сконструированных защищенных систем нет необходимости вводить поправки на рассеяние на вспомогательных конструкциях, часто меняющихся от опыта к опыту, тем более, что эти поправки трудно определить и, особенно, рассчитать. Добавочное же рассеяние в коллиматоре легко воспроизводимо и поддается расчету.
5. Уменьшается радиационная опасность в помещении. Это позволяет подходить к экспериментальным устройствам, не выключая ускоритель или не перекрывая пучок от источника.
6. Стоимость защиты компенсируется возможностью производить эксперименты в меньших и не специальных помещениях, что дешевле.
7. В заключение можно сказать, что «этот факт, что коллиматоры и эдгиту успешно используют повсюду в течение целого ряда лет, служит им наилучшей рекомендацией» [5].
8. Коллиматоры и защита надлежащей конструкции не уступают незащищенным системам и в отношении «размытия спектра» первичных нейтронов.
9. Известно, что в открытой геометрии вклад нейтронов, рассеянных стенами, полом и другими окружающими предметами, приходится определять с помощью экранирующего конуса большой длины. Но внесение конуса в поле «изменяет фон неконтролируемым образом». Поэтому точность определения вклада нейтронов, рассеянных стенами и другими предметами, несколько неопределенна. Защита детектора снижает фон и дает возможность определить этот вклад более точно.

В обзоре [5] рассмотрен вопрос рассеяния нейтронов воздухом, когда защиты нет, вдоль распространения коллимированного пучка. В случае применения коллиматора добавка уменьшается за счет рассеяния воздухом. Это можно оценить по формуле

$$\frac{R_c}{R_d} \approx \frac{1}{6} (\pi\Omega)^2, \quad (6)$$

где R_c — отношение рассеянного воздухом потока к прямому потоку в коллиматоре с апертурой Ω стер; R_d — то же, в открытой геометрии.

При апертуре 0,03 стер коллиматор уменьшает рассеяние воздухом примерно в 20 раз.

В точках, удаленных от пучка и источника, фон от рассеяния воздухом уменьшается в $\Omega/4\pi$ раз по сравнению с открытой геометрией.

В обзоре приведено несколько оценок рассеяния воздухом:

1) наиболее грубая оценка

$$R_g \approx \frac{R}{L}; \quad (7)$$

2) из теории одного столкновения

$$R_1 \approx \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{R}{L} \approx 2,47 \frac{R}{L}; \quad (8)$$

3) из теории двукратного рассеяния

$$R_2 \approx \frac{\pi^2}{L} \left(1 - \gamma - \ln \frac{R}{L}\right) \approx 2,47 \frac{R^2}{L} \left(0,423 - \ln \frac{R}{L}\right), \quad (9)$$

где $\gamma = 0,577$;

4) диффузионное приближение

$$R_d \approx 3 \frac{R}{L}. \quad (10)$$

Здесь R_i — отношение рассеянного потока к нерассеянному; L — длина среднего свободного пробега нейтрона в воздухе (20 — 200 м); R — расстояние от источника.

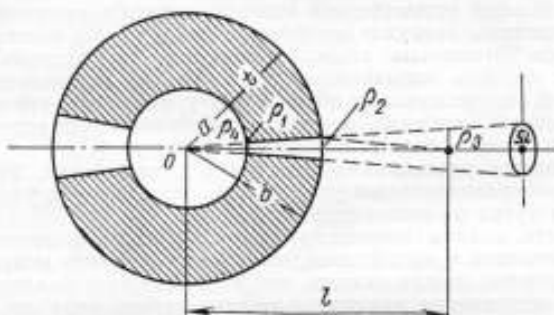


Рис. 4. Схема коллиматора
 $\rho_1 - \rho_2$ — радиусы сечения пучка

Экспериментальные данные по рассеянию воздухом приведены, например, в работе Стриклера [32]. В работе [5] имеется также много данных по оценке (теоретической и экспериментальной) влияния рассеяния окружающими предметами (земля, воздух и т. п.).

Рассмотрим несколько основных путей анализа коллиматоров, которые приведены в этой работе. Результаты экспериментов показали, что пучки, выходящие из коллиматоров, приобретают определенную форму, как в геометрической оптике, и в пределах нескольких процентов (для малых апертур) состоит из нейтронов, спектр которых мало отличается от спектра нейтронов источника. В приведенных оценках имеется в виду достаточно толстая защита, поэтому можно пренебречь прямым прохождением нейтронов. Точный расчет пучка, выходящего из коллиматора, даже для малых апертур, — сложная и до сих пор не изученная задача теории переноса нейтронов. Все оценки даны для узких коллиматоров ($\sim 0,001$ стера) и моноэнергетических нейтронов.

1. Анализ рассеяния в коллиматоре (рис. 4) можно провести, пользуясь оптической аналогией, по формуле

$$R_{\text{оп}} \approx \frac{2\Omega t}{\pi a \left(1 - \frac{a}{l}\right)^3} \left[1 + \frac{t}{l} \left(1 + \frac{l}{2a}\right) \left(1 - \frac{a}{l}\right)^{-1} + \left(\frac{t}{l}\right)^2 \left(1 + \frac{2t}{2a}\right) \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{a}{l}\right)^{-2} + \left(\frac{t}{l}\right)^3 \left(1 + \frac{3t}{2a}\right) \left(1 - \frac{a}{l}\right)^{-3} + \dots \right]. \quad (11)$$

Формула (11) значительно завышает примесь диффузного потока в прямом пучке; по ней для коллиматора с апертурой $\Omega = 0,001$; $a/l = 0,25$; $l/l = 0,5$ имеем $R_{\text{оп}} \approx 4,5\%$.

Более точная оценка отношения рассеянного потока к прямому с учетом толщины стен имеет вид:

$$R^* = \int_0^{b-a} \exp\left(-\frac{t}{L}\right) \cdot \left(\frac{dR}{dt}\right) dt, \quad (12)$$

где L — средний свободный пробег нейтрона в материале коллиматора. Приближенно проинтегрировав выражение (12), получим

$$R^* = \frac{2\Omega \left(\frac{L}{l}\right)}{\pi \left(\frac{a}{l}\right) \left(1 - \frac{a}{l}\right)^2}. \quad (13)$$

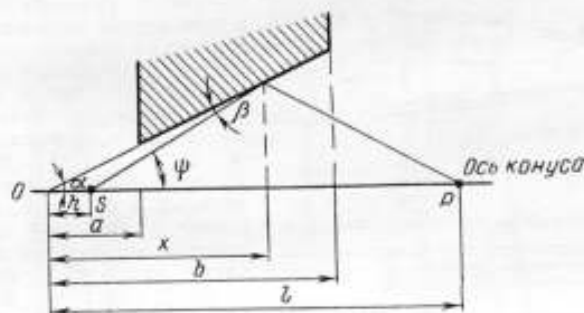


Рис. 5. Геометрия рассеяния в коллиматоре

Для коллиматора ВНИИМ (диаметр выхода 200 мм, входа — 50 мм) $R^* \approx 10\%$, что явно занижено.

Для теории однократного столкновения получим

$$R_1^* = \frac{2\Omega \left(\frac{L}{l}\right) q}{\pi \frac{a}{l} \left(1 - \frac{a}{l}\right)^2}, \quad (14)$$

где L — средний свободный пробег нейтрона до столкновения в материале защиты; $q = 4\pi\sigma_s(\psi)/\sigma_T$ — учитывает анизотропию однократного рассеяния.

Здесь $\sigma_s(\psi)$ — дифференциальное сечение рассеяния; σ_T — полное дифференциальное сечение.

Для апертур около 0,03 — 0,001 *стер* эта оценка дает для толстой защиты (~ 75 см) отношение $R_1^* < 1\%$.

2. Анализ R с использованием теоремы обратности Бете [57] приводит к формуле

$$R_r = \frac{2\pi l^3}{4\pi a^2} \int_0^b \exp\left[-\frac{x-a}{L}\right] \cdot x \left[(l-x)^2 + x^2 \frac{\Omega}{\pi} \right]^{-1/2} dx, \quad (15)$$

где x — переменное расстояние от источника по оси.

Результаты обоих анализов приблизительно совпадают, что говорит о точности оценки R , но, конечно, для узких коллиматоров и толстой защиты.

В работе [5] оценено также рассеяние от поверхностного слоя (рис. 5)

$$R_2 = \frac{1}{2} h \operatorname{tg}^2 \alpha \left\{ \frac{2x-l}{x(l-x)} + \frac{2}{l} \ln \left(\frac{x}{l-x} \right) \right\}_b^n. \quad (16)$$

Для коллиматора ВНИИМ подсчет дает $R_2 \approx 3\%$.

Коллиматоры, сконструированные со специальными рассеивателями (перегородки) на боковой поверхности [58, 59], мало уменьшая рассеяние, только ухудшали защиту. Авторы рекомендуют использовать коллиматор с двумя горловинами, особенно в случае протяженного источника.

В обзор [5] введено понятие «горловина коллиматора» (рис. 6), в связи с тем, что большая часть рассеянного потока из точки S источника во внешнюю точку P возникает в районе $(1-2)L$ от входа коллиматора.

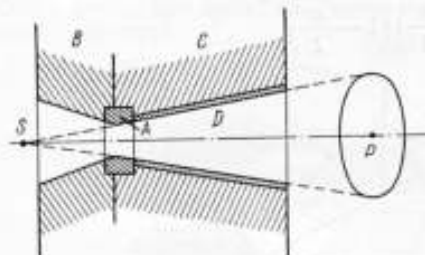


Рис. 6. Основные области коллиматора A — область горловины, B — дополнительная защита, C — основная защита, D — поверхностный слой коллиматора

длинной свободного пробега L . Для уменьшения потока тепловых и промежуточных нейтронов $\sigma_n \approx 1/\sqrt{E}$ в слой D можно ввести бор, Cd, Li. В области B расположена дополнительная защита между источником и горловиной.

Описание установки

На основании анализа литературных данных были выработаны следующие требования, которым должна удовлетворять экспериментальная установка:

1. Защита должна обеспечивать уменьшение фона рассеянных нейтронов до 1% по сравнению с прямым потоком и безопасность работы обслуживающего персонала.
2. Телесные углы апертуры коллиматора — быть такими, чтобы прямой поток не попадал на стены, пол, потолок градуировочного помещения. Из-за больших размеров детекторов апертура коллиматора должна быть в пределах $0,03 - 0,45$ стер.
3. Защитный контейнер — иметь отверстие, в которое можно закладывать коллиматор любого типа или тепловую насадку.
4. Набор коллиматоров должен обеспечить выбор (по минимальному рассеянию и изменению спектра) типа (цилиндр, конус, конус с горловиной) и всех основных размеров коллиматора (диаметры входа ϕ , выхода D и горловины или полости d).
5. В качестве материалов защиты — применен полиэтилен с 5% содержанием бора и слоем кадмия снаружи. Распределенный в таком количестве бор практически сведет к минимуму поток тепловых и существенно уменьшит поток промежуточных нейтронов из стенок коллиматора ($\sigma_n \approx 1/\sqrt{E}$).

Полиэтилен является стандартным легко воспроизводимым и хорошо обрабатываемым однородным материалом, с известными и достаточно хорошими свойствами замедлителя.

6. Набор оборудования для более детального исследования влияния горловины, поверхностного слоя и отражения от задней части полости должен обеспечить уменьшение рассеяния.

7. В качестве тепловой нагрузки для получения потока тепловых нейтронов может быть использован блок замедлителя (полиэтилен) с каналами-нейтроноводами. Для ослабления сопутствующего γ -излучения и умень-

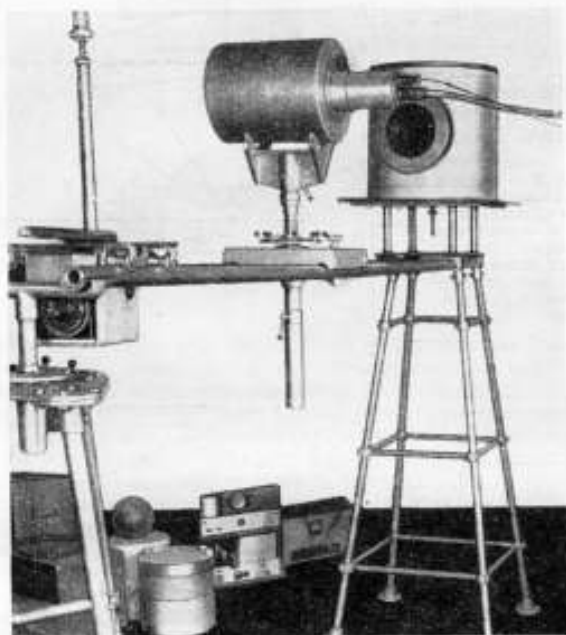


Рис. 7. Внешний вид установки УКПН-1 (с двойным замедлителем на переднем плане)

шения прямого потока быстрых нейтронов на периферии каналы должны быть открытые, а центральный канал — закрыт пробкой из свинца или другого тяжелого металла.

С учетом указанных требований во ВНИИМ была создана установка УКПН-1 (рис. 7). Основная часть ее — защитный контейнер-коллиматор (рис. 8) из полиэтилена высокого давления с добавкой аморфного чистого бора. Блоки-заготовки в виде цилиндров диаметром 300 — 315 мм отлиты в специально изготовленной прессформе. Для отливок бор равномерно перемешивали с гранулами полиэтилена и затем смесь подавали в шнек-машину. Тщательно подобрав технологический режим, удалось получить материал хорошего качества, из которого делали также все детали коллиматора для быстрых и промежуточных нейтронов.

Защитный цилиндрический контейнер сварен из отдельных блоков. В центре поперек цилиндра имеется отверстие, в которое можно вставлять любые вкладыши. Для дополнительной защиты от тепловых нейтронов весь цилиндр окружен листовым кадмием (1 мм).

Для исследования были изготовлены наборы вкладышей-коллиматоров трех типов (рис. 9—10). В таблице приведены основные размеры коллиматоров, использованных при исследованиях.

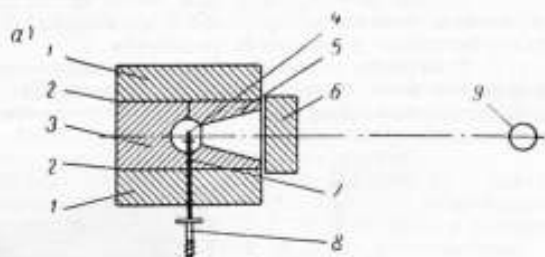


Рис. 8. Схема контейнера с коллиматором: *a* — вид сбоку, *б* — вид сверху
 1 — защитный контейнер, 2 — отверстие, 3 — радиус пробки, 4 — источник нейтронов, 5 — коллиматор с горловиной, 6 — заслонка для перекрытия пучка, 7 — стойка для источника, 8 — устройство для перемещения источника, 9 — детектор

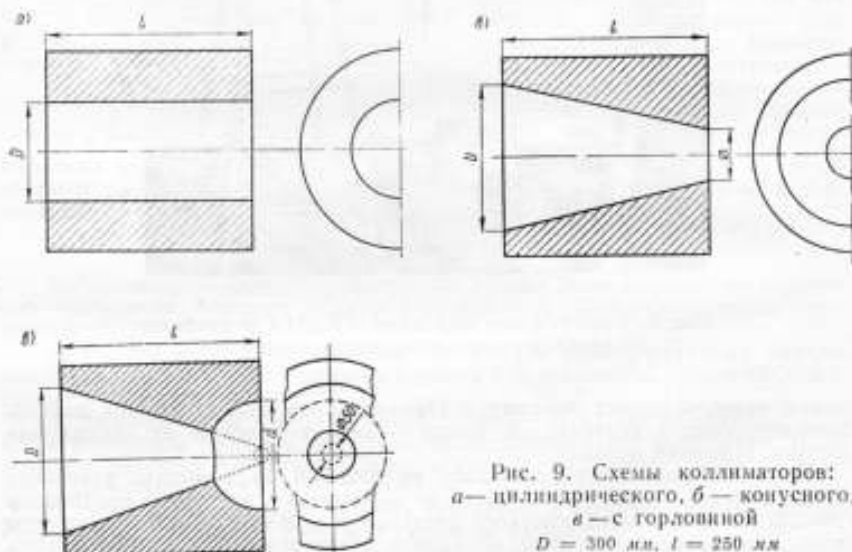
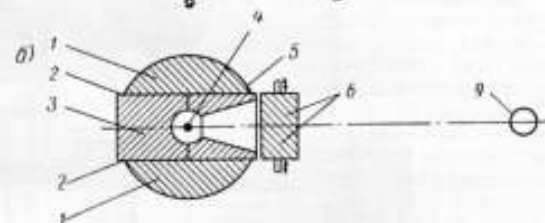


Рис. 9. Схемы коллиматоров:
a — цилиндрического, *б* — конусного,
в — с горловиной
 $D = 300$ мм, $l = 250$ мм

Ко всем этим вкладышам коллиматора имеются соответствующие по диаметру внутренней полости d пробки (рис. 10 б) для защиты от нейтронов со стороны, противоположной выходу пучка.

Для исследования процесса коллимирования быстрых нейтронов были изготовлены отражатели различной толщины из графита, алюминия, кадмия и других материалов и различного типа рассеиватели из меди, стали, ортостекла и других материалов для раструба коллиматора и для его горловины,

Основные размеры коллиматоров

| Тип коллиматора | Диаметр, мм | | |
|--------------------|-------------|-------------|-------------------------|
| | входа, D | выхода, d | внутренней полости, d |
| Цилиндр | 250 | 250 | 250 |
| | 200 | 200 | 200 |
| | 150 | 150 | 150 |
| | 100 | 100 | 100 |
| | 75 | 75 | 75 |
| | 50 | 50 | 50 |
| Конус | 250 | 50 | 50 |
| | 200 | 50 | 50 |
| | 150 | 50 | 50 |
| | 100 | 50 | 50 |
| | 200 | 150 | 150 |
| | 200 | 100 | 100 |
| Конус с горловиной | 200 | 50 | 100 |
| | 200 | 50 | 150 |
| | 200 | 50 | 200 |

близкой к источнику (рис. 11). Отражатели укрепляли на задней части сферической поверхности полости, где находится источник нейтронов.

Изготовленные из чистого полиэтилена высокого давления специальные тепловые насадки в вкладыши (рис. 12), по размеру соответствующие полости (диаметром 75 и 200 мм), обеспечивали получение теплового потока. Для подбора геометрии тепловой насадки, дающей наилучший тепловой поток, предусмотрен набор вкладышей в кадвалы насадки.

Для источника в центре контейнера установки имеется специальная стойка, которая позволяет перемещать источник по вертикали в зависимости от его высоты. Для юстировки по световому лучу положения источника по центру контейнера и для контроля совпадения оси коллиматора с линией перемещения эффективного центра любого детектора предусмотрены две специальные пробки с тонким (диаметр 1 мм), длинным, строго по центру отверстием (рис. 13).

Коллиматор или тепловая насадка, собранные в защитном контейнере, устанавливали на рельсы на стойке. Этим обеспечивали совпадение центра (оси) контейнера с нулевым делением шкалы измерительной линейки.

Для оценки защиты от нейтронов использованы формулы

$$n_1 = \frac{Q_0}{4\pi R^2}; n_2 = \frac{Q_0}{4\pi R^2} e^{-\Sigma_n R}; \mu = \frac{n_1}{n_2} = e^{\Sigma_n R}, \quad (17)$$

где n_1 — плотность потока быстрых нейтронов без защиты на расстоянии R от источника; n_2 — плотность потока нейтронов, прошедших без взаимодействия через защиту толщиной R ; Σ_n — сечение выведения; Q_0 — полный поток нейтронного источника; μ — ослабление потока нейтронов в защите. При определении сечения выведения были использованы следующие данные.

Плотность смеси из 95% полиэтилена $(C_2H_4)_n$ и 5% бора равна $0,994 \text{ г/см}^3$, плотность полиэтилена $0,93 \text{ г/см}^3$ и бора $2,19 \text{ г/см}^3$ [60—61]. Сечение выведения смеси $0,123 \text{ см}^{-1}$ и чистого полиэтилена $0,121 \text{ см}^{-1}$ [62]. Расчеты показывают, что после защиты 25 см (толщина защитного контейнера) остается ~ 4,6% нейтронов с первоначальной энергией, при защите из полиэтилена их осталось бы ~ 4,9%. Подсчеты показывают, что бор, распределенный в смеси, ослабит поток тепловых нейтронов примерно в 10^5 раз, а защита из кадмия ослабит его еще на несколько порядков. Кроме

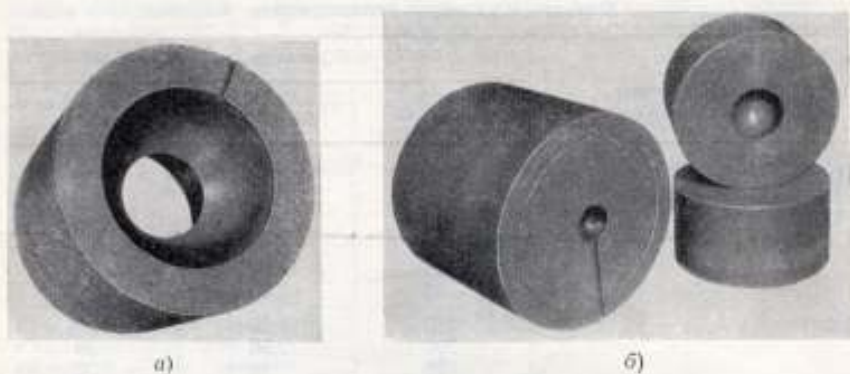


Рис. 10. Внешний вид: *а* — вкладышей-коллиматоров и *б* — пробки из полиэтилена с бором



Рис. 11. Отражатели и рассеиватели

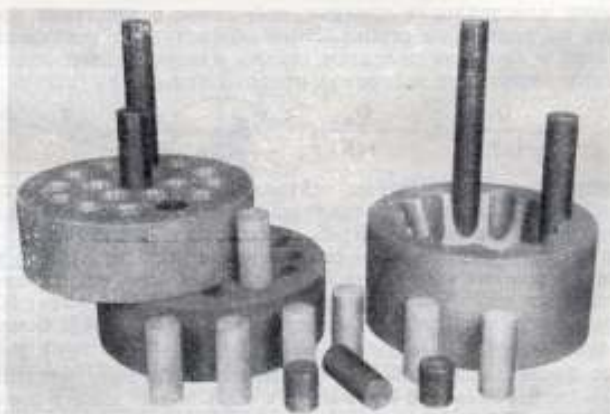


Рис. 12. Тепловая насадка и набор вкладышей

того, сечение поглощения бора меняется пропорционально $1/\sqrt{E_n}$ (E_n — энергия нейтронов) и довольно значительно для промежуточных и даже быстрых нейтронов. На основании всех этих подсчетов можно заключить, что защитный контейнер установки ВНИИМ даст ослабление потока быстрых нейтронов не менее чем в 20 раз, полностью защитит от тепловых нейтронов и будет служить достаточной защитой от промежуточных нейтронов. Таким образом, добавка от нейтронов, рассеянных окружающими предметами, также уменьшится примерно в 20 раз, т. е. будет 5 — 0,5%, а в наиболее распространенном случае она будет около 1%. Такой поправкой в большинстве случаев можно пренебречь или просто ввести ее в погрешность.

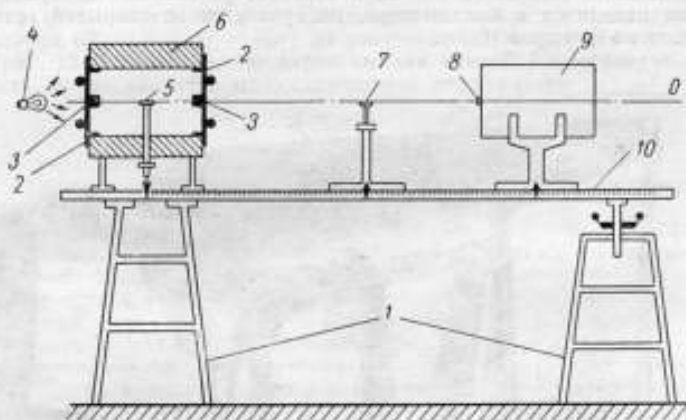


Рис. 13. Схема юстировки установки УКПН-1

1 — стойки, 2 — юстировочные пробки, 3 — отверстия диаметром 1 мм, 4 — лампа для подсветки, 5 — подставка под источник, 6 — защитный контейнер, 7 — подставка под источник в открытой геометрии, 8 — ось (центр) детектора, 9 — детектор, 10 — рельсы со шкалой

Апертуры коллиматоров в установке УКПН-1 выбирали так, чтобы прямой пучок не попадал на пол, потолок, стены и другие рассеиватели.

Установка УКПН-1 подробно описана также в методических указаниях № 291 [63].

Исследование установки

При исследовании коллимационного узла необходимо было обратить внимание на следующие основные моменты: на влияние защиты коллимационного узла, на фон, создаваемый нейтронами, рассеянными «стенами» и воздухом, и на влияние самого коллиматора, как рассеивающего объекта, на плотность потока нейтронов в точке O на оси пучка, а также на изменение спектра в результате добавки в прямой пучок нейтронов, рассеянных в коллиматоре.

Рассеяние нейтронов окружающими предметами («стенами») обычно учитывают с помощью поглощающих конусов. Более точное исследование этого эффекта показало, что определение фона рассеянных нейтронов с помощью конуса приводит к завышению вклада рассеянных нейтронов до 3% [4]. В наиболее распространенных случаях плотность потока рассеянных «стенами» нейтронов составляет 10—30% от плотности потока нейтронов прямого пучка. Защита контейнера-коллиматора ослабляет поток быстрых нейтронов примерно в 20 раз [64]. Следовательно, фон нейтронов, рассея-

ных «стенами», в случае применения коллиматора будет 0,5 — 1,5%. Этот фон можно или учитывать точно по упомянутой методике [4], или, ввиду малости его, учитывать как систематическую погрешность ($\delta_{\text{де}} < 1\%$) [63].

Рассеяние нейтронов воздухом можно оценить по формуле [5]

$$R_d \approx 3 \frac{R}{L} 100\%, \quad (18)$$

где R_d — отношение плотности потока рассеянных воздухом нейтронов к плотности потока прямого пучка на расстоянии R от источника.

Уменьшение плотности потока нейтронов, рассеянных воздухом, когда источник находится в коллиматоре, по сравнению с открытой геометрией оценивают по формуле (6).

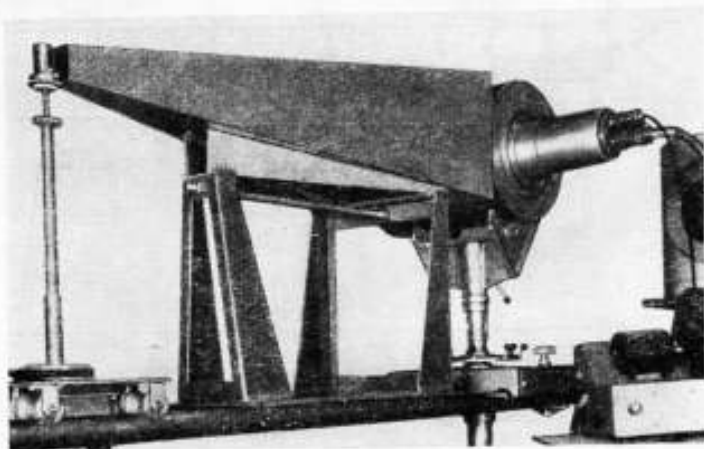


Рис. 14. Использование поглощающих конусов для учета рассеяния в открытой геометрии

Для максимальной апертуры коллиматора ВНИИМ ($\Omega = 0,264$ стер) получим

$$R_c \approx 0,1 R_d. \quad (19)$$

Простой подсчет показывает, что в случае использования коллиматора фон нейтронов, рассеянных воздухом, составляет максимум 1%. Эту поправку, так же как и в случае рассеяния «стенами», можно или учитывать, или вводить как систематическую погрешность ($\delta_{\text{дв}} < 1\%$) [63]. При всестороннем исследовании различных коллиматоров по типу и размерам измерения проводили на расстоянии 1 м от источника с помощью «двойного замедлителя» ДЗН-1 [65, 66]. Для определения вклада в прямой поток от нейтронов, рассеянных коллиматором, использовали относительный метод сравнения с открытой геометрией. Рассеяние стенами в открытой геометрии учитывали с помощью специальных поглощающих конусов, полностью перекрывающих прямой поток, заполняя пространство между детектором и источником, ограниченное телесным углом, под которым виден детектор из источника (рис. 14). Статистическая ошибка каждого измерения не превышала 0,1 — 1%. Аналогичные измерения повторяли 5—7 дней. В течение каждой серии измерений учитывали дрейф аппаратуры. При относительных измерениях поправку на распад источника следовало бы вводить только в одной серии, но она составляла за это время $\sim 0,05\%$. Также можно было при

этом пренебречь асимметрией источника, так как его всегда ставили в одном и том же положении. Статистическая погрешность определения Δl — процента нейтронов, рассеянных самим коллиматором, не превышала $\pm 2\%$. Если же учесть и все остальные погрешности, то погрешность определения Δl составляла около $\pm 10\%$. В приводимых ниже результатах зависимость эффективности от энергии для «двойного замедлителя» не учитывали, так как эти сравнения только относительные. Среднюю энергию нейтронов и ее уменьшение $\Delta \bar{E}_n$ (в %) по отношению к открытой геометрии определяли с помощью «двойного замедлителя». Погрешность определения $\Delta \bar{E}_n$ была не хуже ± 10 — 15% .

Исследование добавки Δl нейтронов, рассеянных коллиматором, и уменьшения средней энергии $\Delta \bar{E}_n$ в зависимости от диаметра цилиндрического коллиматора ($D = d = \infty = \text{var}$) на расстоянии 1 м от PoBe (α, n)-источника (рис. 15 а) показало, что аппроксимация кривой I дает следующую зависимость Δl от диаметра цилиндрического коллиматора:

$$\Delta l \approx -8,6 + 0,725D - 0,1786 \cdot 10^{-3} D^2, \quad (20)$$

где Δl — увеличение плотности потока нейтронов из-за рассеяния в коллиматоре по отношению к плотности прямого потока, %; D — диаметр цилиндрического коллиматора, мм.

Из анализа кривых рис. 15 а можно сделать следующие выводы:

1. Добавка рассеянных нейтронов медленно растет с увеличением диаметра и имеет тенденцию к насыщению. Это можно объяснить увеличением прямого прострела через края коллиматора при больших диаметрах выхода.
2. Резкий спад Δl после $D = 130$ мм объясняется неполным перекрытием двойного замедлителя пучком нейтронов.
3. Увеличение числа рассеянных нейтронов соответствует уменьшению средней энергии в пучке. Добавляются рассеянные нейтроны.
4. Добавка рассеянных нейтронов для цилиндрического коллиматора составляет 56—66% при уменьшении средней энергии нейтронов на 13—19% и изменении $D = 130 \div 300$ мм.
5. Добавка нейтронов, отраженных от пробки, невелика (~ 10 — 12%). При этом уменьшение добавки за счет изъятости пробки сопровождается меньшим изменением средней энергии, что говорит о правильности наших измерений.
6. Для цилиндрического коллиматора при $D = 130 \div 300$ мм отношение

$$\alpha = \frac{\Delta \bar{E}_n}{\Delta l} = 0,23 \div 0,29.$$

Результаты аналогичных измерений для конусного коллиматора приведены на рис. 15 б ($\odot = d = \text{const}$, $D = \text{var}$) и рис. 15 в ($\odot = d = \text{var}$, $D = \text{const}$). Кривые I здесь можно аппроксимировать, что даст для конусного коллиматора эмпирические зависимости

$$\Delta l = -8,1 + 0,700D - 0,001D^2 \quad \text{при } \odot = d = 50 \text{ мм} \quad (21)$$

и

$$\Delta l = \frac{100}{0,945 + 2,96 \cdot 10^{-3} d} \quad \text{при } D = 200 \text{ мм}, \odot = d. \quad (22)$$

Анализируя результаты исследования конусных коллиматоров, можно сделать следующие выводы:

1. Добавка рассеянных нейтронов весьма зависит от выходного диаметра D коллиматора. Это можно качественно объяснить так: основной областью, где происходит рассеяние (возникает добавка), является область горловины. При увеличении внешнего диаметра D коллиматора при неизменном и сравнительно малом внутреннем диаметре \odot рассеянные нейтроны образуются в той же области и в том же примерно количестве, что и прежде, а защита от этого рассеянного излучения уменьшается и удаляется от источника.

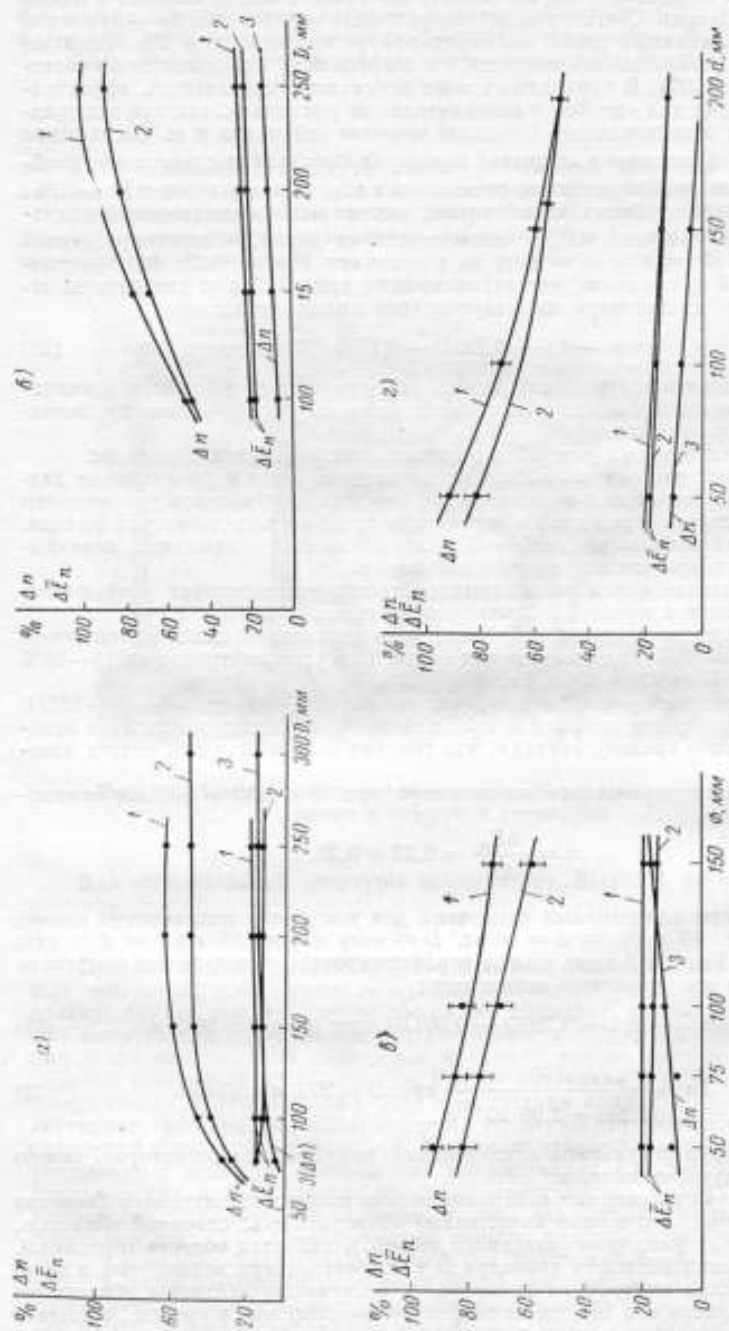


Рис. 15. Зависимость плотности потока нейтронов Δn и средней энергии их ΔE_n : а — от диаметра цилиндрического коллиматора, б — от входного и в — от входного и г — от диаметра конусного коллиматора; 1 — от диаметра полуступи конусного коллиматора с горловиной

1 — с пробкой, 2 — без пробки, 3 — добавка от пробки, Δn %

2. Уменьшение добавки рассеянных нейтронов при уменьшении внутреннего диаметра довольно заметно. Это можно объяснить уменьшением (или удалением) области горловины, где возникают в основном рассеянные нейтроны. Но при этом уменьшается масса защиты от рассеянных нейтронов и увеличивается возможность прямого прострела и рассеяние на краях коллиматора.

3. Анализ кривых на рис. 15 б и в приводит к выводу, что горловина занимает область от источника до половины длины коллиматора (100—120 мм). Это соответствует литературным данным [5] (несколько длин свободного пробега нейтронов в материале) и результатам наших дальнейших исследований.

4. Достаточно большая добавка рассеянных нейтронов говорит о том, что простой конусный коллиматор не годен для коллимации нейтронов от радиоактивных источников, возможно, из-за больших размеров их.

5. Добавка рассеянных нейтронов для конического коллиматора составляет 65—102% при уменьшении средней энергии на 18—24% и $D = 130 \pm 250$ мм (при $\phi = 50$ мм) и 92—72% при уменьшении средней энергии на 20—19% и $\phi = 50 \pm 150$ мм (при $D = 200$ мм).

6. Добавка от пробки невелика: ~ 5 —13%.

7. Для конусного коллиматора отношение $\chi = 0,28 \pm 0,24$ (для $D = 130 \pm 250$ мм при $\phi = 50$ мм) и $\chi = 0,22 \pm 0,26$ (для $\phi = 50 \pm 150$ мм при $D = 200$ мм).

8. Соответствие уменьшения средней энергии росту добавки рассеянных нейтронов также объяснимо.

9. Наиболее интересной для исследования с целью уменьшения рассеяния является ближайшая область перед источником, т. е. область горловины.

Интерес для исследований представляет конусный коллиматор с горловиной (или с полостью у источника). Результаты исследования такого коллиматора с выходным диаметром $D = 200$ мм и конусностью, соответствующей входному диаметру $\phi = 50$ мм («свообразного» конусного коллиматора), при измерении диаметра полости d от 50 до 200 мм приведены на рис. 15 г.

Аналогичная аппроксимация кривой I на рис. 15 г приводит к следующему выражению для конусного коллиматора с горловиной:

$$\Delta n = \frac{100}{0,82 + 5,47 \cdot 10^{-2} d} \quad (23)$$

при $D = 200$ мм и $\phi = 50$ мм.

Результаты исследований коллиматора с горловиной позволяют сделать следующие выводы:

1. Добавка рассеянных нейтронов довольно резко уменьшается с увеличением диаметра горловины (здесь и далее имеется в виду диаметр полости), но затем примерно при $d = 130 \pm 150$ мм появляется тенденция к насыщению. Это можно объяснить тем, что имеются две области: первая, где в основном возникают рассеянные нейтроны (примерно до половины длины коллиматора), вторая, где они поглощаются (подавляются). При увеличении диаметра полости уменьшается первая область, что приводит к уменьшению рассеяния. Но одновременно уменьшается и вторая область, что приводит к равновесию этих двух факторов.

2. Выводы о размере области, называемой условно «горловиной», совпадают с приведенными выше (10—12 см от источника).

3. Наименьшая добавка рассеянных нейтронов коллиматора с горловиной делает его явно более приемлемым, чем коллиматоры других типов.

4. Достаточно большая добавка рассеянных нейтронов при использовании коллиматора с горловиной говорит о том, что он плохо фокусирует нейтроны. Возможно, при этом сказываются размеры источника. По литературным данным, в таких случаях следует применять более сложный коллиматор с двумя горловинами [5].

5. Добавка рассеянных нейтронов для конусного коллиматора с горловиной с $d = 50-200$ мм (при $D = 200$ мм и $\phi = 50$ мм) составляет 92—54% при уменьшении средней энергии на 19—12%.

6. Добавка от пробки также невелика: $\sim 5-10\%$.

7. Для коллиматора с горловиной отношение $\chi = 0,21 : 0,22$. Значение χ меньше, чем у других коллиматоров, указывает, что рассеянные в нем нейтроны имеют большую энергию и их спектр ближе к исходному.

8. Область горловины действительно сильно влияет на добавку рассеянных нейтронов. Различные ее конструкции возможно приведут к еще меньшему влиянию рассеянных нейтронов.

9. Коллиматор с $D = 200$ мм, $\phi = 50$ мм и $d = 200$ мм наиболее приемлем для использования и требует поэтому более тщательного исследования.

Исследования рассеяния от поверхностного слоя коллиматора с помощью вставленных конусов из различных материалов (Pb, Fe, Cu, оргстекло, Cd и др.) показали, что все они приводили только к заметному увеличению добавки рассеянных нейтронов. Были сделаны попытки ввести специальные рассеивающие материалы (медь) только в область горловины (рис. 11). При этом предполагали, что из-за асимметрии в сечении рассеяния на тяжелых ядрах (будет более вероятно рассеяние под большими углами) уменьшится добавка рассеянных нейтронов в телесный угол коллиматора. Но и такие изменения в области горловины приводили только к увеличению вклада рассеянных в коллиматоре нейтронов. Видимо, здесь должны быть горловины коллиматора более сложной конструкции.

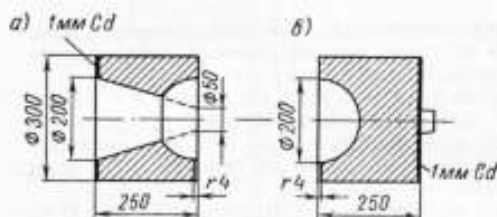


Рис. 16. Оптимальная геометрия коллиматора

а — коллиматор, б — пробка

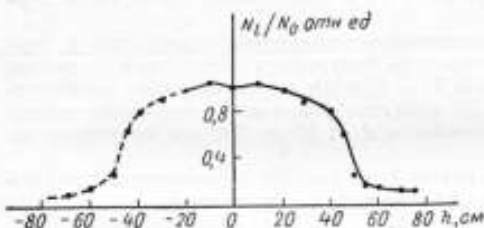


Рис. 17. Распределение плотности потока быстрых нейтронов по сечению пучка (1 м от источника) для оптимального коллиматора

h — расстояние до оси коллиматора

Коллиматор оптимального типа (конусный с горловиной) и размеров ($D = 200$ мм; $d = 200$ мм; $\phi = 50$ мм; рис. 16) был исследован более детально.

Для такого коллиматора с помощью борного счетчика методом кадмевой разности было оценено количество тепловых и промежуточных нейтронов в пучке по сравнению с открытой геометрией. Отношение плотности потока тепловых нейтронов к плотности потока промежуточных нейтронов в открытой геометрии составило 0,96, а для коллиматора с горловиной 0,47, т. е. в два раза меньше. Это согласуется с приведенными выше результатами, полученными при определении относительного изменения средней энергии $\bar{\chi} = \Delta E / \Delta n$ с помощью «двойного замедлителя». Для открытой геометрии $\bar{\chi} = 0,37$.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. При использовании любых коллиматоров промежуточных нейтронов в пучке меньше, чем в потоке нейтронов, создаваемом источником в открытой геометрии.

2. В выбранном коллиматоре промежуточных нейтронов меньше, чем в других коллиматорах.

3. На основании всего изложенного можно заключить, что в случае коллимированного пучка первоначальный спектр быстрых нейтронов меняется за счет рассеяния в области больших энергий и меньше даже, чем в открытой геометрии. Если учесть, что эффективность регистрации промежуточных нейтронов (а тем более тепловых) у детекторов быстрых нейтронов зна-

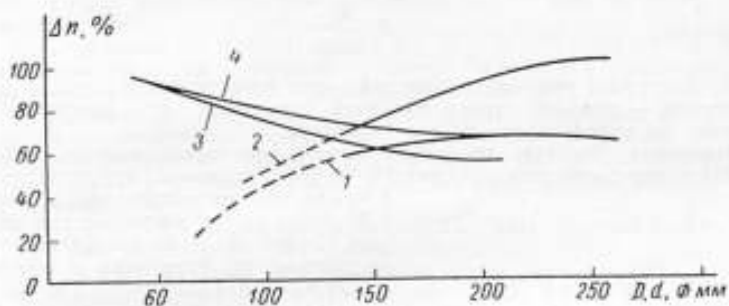


Рис. 18. Изменение добавки Δn рассеянных нейтронов для различных типов коллиматоров в зависимости от их геометрических размеров

1 — цилиндрический коллиматор, $D = d = \dots = \text{var}$; 2 — конусный коллиматор, $d = \dots = 50 \text{ мм}$, $D = \text{var}$; 3 — конусный коллиматор с горловиной, $D = 200 \text{ мм}$, $\dots = 50 \text{ мм}$, $d = \text{var}$; 4 — конусный коллиматор; $D = \dots = 200 \text{ мм}$, $d = \dots = \text{var}$

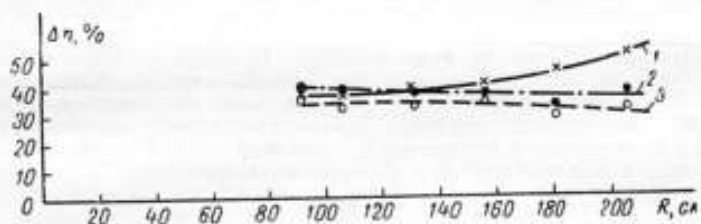


Рис. 19. Зависимость добавки Δn от расстояния до источника в коллиматоре

1 — по результатам «двойного замедлителя» с учетом поправки на зависимость эффективности ДЗН-1 от энергии нейтронов; 2 и 3 — по результатам «всеволонового» счетчика

чительно меньше, чем регистрации быстрых нейтронов, то, следовательно, такое изменение спектра должно мало сказываться на результатах градуировки детекторов быстрых нейтронов.

Исследование распределения плотности потока быстрых нейтронов по сечению пучка (рис. 17) для конусного коллиматора с горловиной (в 1 м от источника) показало следующее. В пределах диаметра около 40 см плотность потока уменьшается всего на 2%, т. е. погрешность за счет неравномерности пучка будет не хуже $\pm 1\%$. Из этого же опыта видно, что защита ослабляет поток быстрых нейтронов более чем в 10 раз. Зависимость добавки рассеянных нейтронов Δn (в %) для различных коллиматоров от их геометрических размеров приведена на рис. 18.

После относительных измерений и выбора оптимальной конструкции коллиматора быстрых и промежуточных нейтронов было экспериментально определено значение коэффициента k :

$$k = 1 + \frac{\Delta n}{100}, \quad (24)$$

учитывающего в формуле для расчета плотности потока нейтронов p [64]

$$p = k \frac{Q}{4\pi R^2} \quad (25)$$

добавку быстрых и промежуточных нейтронов в коллиматоре.

Здесь Q — полный поток нейтронов источника; R — расстояние от источника до эффективного центра детектора.

Измерения, которые проводили с помощью «всеволнового» счетчика [67, 68] и «двойного замедлителя» [3, 65, 66], показали, что коэффициент k можно считать постоянным и равным 1,37 (рис. 19) с погрешностью $\pm 5\%$ (для ^{90}Sr - и ^{252}Cf -источников) для расстояния от источника в пределах 0,5–2,5 м [64].

Получено также, что средняя энергия нейтронов в пучке для коллиматора с горловиной уменьшается на $(10 \pm 1)\%$ от средней энергии испускаемых нейтронов (рис. 20). Среднюю энергию в коллимированном пучке можно определить по формуле

$$\bar{E}_k = c \cdot \bar{E}_0, \quad (26)$$

$$c = 1 - \frac{\Delta \bar{E}_k}{100}, \quad (27)$$

где \bar{E}_k и \bar{E}_0 — средняя энергия нейтронов в коллимированном пучке и испускаемых источником соответственно.

Коэффициент c слабо зависит от расстояния (рис. 20).

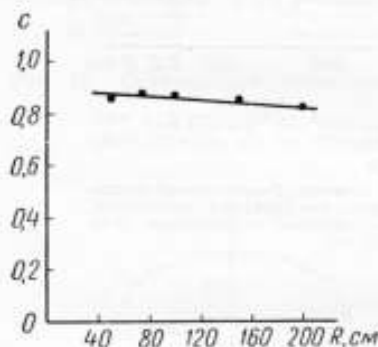


Рис. 20. Зависимость коэффициента c от расстояния от источника в коллиматоре

Выводы

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. В установке УКПН-1 для градуировки радиометров быстрых и промежуточных нейтронов следует применять конусный коллиматор с горловиной с диаметрами: раструба $D = 200$ мм, горловины $\phi = 50$ мм и внутренней полости $d = 200$ мм.

2. Для быстрых нейтронов коэффициент $k = 1,37 \pm 0,04$ (максимальная относительная погрешность $\pm 5\%$).

3. Для промежуточных нейтронов материал коллиматора (5% бора и 1 мм кадмия) является хорошим поглотителем, а сечение рассеяния — одного порядка с сечением для быстрых нейтронов, поэтому коэффициент k будет очевидно лежать в пределах 1,0–1,3; для промежуточных нейтронов $k = 1,15 \pm 0,15$ (максимальная относительная погрешность $\pm 15\%$).

4. Установку УКПН-1 с конусным коллиматором с горловиной можно применять для проверки и градуировки радиометров быстрых и промежуточных нейтронов, согласно «Методическим указаниям» № 291.

Непосредственное участие в точном определении коэффициента k принимал В. И. Фоминих, который оказывал также и постоянную помощь при обсуждении результатов исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Р. Д., Дорофеев Г. А., Мордовская Т. С., Петров В. И., Пименов М. И. *Neutron Dosimetry*, 1963, v. II, IAEA, Vienna, стр. 477.
2. Юдин М. Ф., Яновский А. П. О возможности градуировки нейтронных радиометров и дозиметров в коллимированном пучке нейтронов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149), Изд-во стандартов, 1967.
3. Слепышков С. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Поддержание единства измерений в области нейтронной дозиметрии. Сб. «Радиационная физика», т. II, Рига, изд. АН Латв. ССР, 1964.
4. Юдин М. Ф., Яновский А. П. Рассеяние нейтронного излучения при градуировке дозиметров и излучателей. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Инф. сб. 2, Изд-во стандартов, 1964.
5. Marion J. B., Fowler J. L. *Fast Neutron Physics*. New York—London, 1960.
6. Simon A., Clifford C. ORNL, *Nucl. Sci. and Engin.*, 1956, No. 1, p. 156.
7. Fisher E. *Nucl. Sci. and Engin.*, 1956, No. 1, p. 222.
8. Maier-Leibnitz. «Nucleonik», 1966, Bd. 8, N 2, S. 61.
9. Straker, Emmett. ORNL Trans. of the Amer. Nucl. Soc., Winter Meeting, 1966, v. 9, No. 2, p. 355.
10. Green W. B., Hubner R. S. *Trans. of the Amer. Nucl. Soc.*, 1965, v. 8, No. 1, p. 65 (1).
11. Green W. B., Hubner R. S. *Trans. of the Amer. Nucl. Soc.*, 1965, v. 8, No. 1, p. 65 (2).
12. Green W. B., Hubner R. S. NAA—SR—TDR—1057, v. I—II, 13/X 1964.
13. Green W. B. NAA—SR—TDR—1057, v. III, 19/XI 1964.
14. Hirokazu Murase. *J. of Nucl. Sci. and Technol.*, 1965, v. 2, No. 3, p. 99.
15. Дорошенко Г. Г., Ларичев А. В. Изучение непрерывных спектров быстрых нейтронов и гамма-квантов при помощи метода счетных эффективностей. Изв. АН СССР, сер. физич., 1963, т. 27, № 1, стр. 141.
16. Золотухин В. Г., Дорошенко Г. Г., Ефименко Б. А. *Neutron Dosimetry*, 1963, v. I, IAEA, p. 597.
17. Духаревич Ю. В., Дюмин А. Н. Коллимирование нейтронов из реакции $T(d, n)^4\text{He}$ отбором α , n -совпадений. ПТЭ, 1961, № 5.
18. Potenza R., Rubbino A. *Nucl. Instr. and Methods.*, 1964, No. 1 febr. p., 93.
19. Гулько А. Д., Таран Ю. В. Получение и использование резонансных поляризованных нейтронов. «Атомная энергия», 1961, т. V.
20. Цыпин С. Г. Применение мононаправленных источников нейтронов для изучения защиты (установка Б-2 на реакторе БР-5). «Атомная энергия», 1962, т. IV.
21. Allen W. D. *Neutron detection*. London, 1960.
22. Langsdorf A. S., Hiddon C. T., Holland R. E. *Phys. Rev.*, 1952, v. 8, p. 595.
23. Allen R. C. *Phys. Rev.*, 1954, v. 95, p. 637/A.
24. Barschall H. H. *Rev. of Mod. Phys.*, 1952, No. 24, No. 3.
25. Stelson P. H., Preston W. M. *Phys. Rev.*, 1952, v. 86, p. 132.
26. Rosen L. Geneva Conf. of Peas. Uses of At. En., 1955, v. IV, p. 97.
27. Ross H. H., Gardner R. P. ORNL, *Nucl. Sci. and Engin.*, 1964, v. 20, No. 1, p. 521.
28. Wilenczick R. M., Seth K. K., Bevington P. R., Lewis H. W. *Nucl. Phys.*, 1965, v. 62, No. 2, p. 511.

29. Verbinski V. V., Betz N. A., Courtney J. C. Trans. of the Amer. Nucl. Soc., 1965, v. 8, No. 2, p. 647.
30. Verbinski V. V., Bokhari M., Courtney J., Whitesides G. Nucl. Sci. and Engin., 1967, v. 27, No. 2, p. 283.
31. Вакари Ю. А., Веселовский А. Н., Грибов Б. С. Детектор нейтронов с переменной толщиной предварительного замедления и направленной чувствительностью. «Атомная энергия», 1967, т. 22, № 2.
32. Strickler, Gielbert, Auxier. Nucl. Sci. and Engin., 1958, v. 3, p. 11.
33. Коган А. М. и др. Тканевая доза нейтронов. «Атомная энергия», 1959, т. 7, в. 4.
34. Крамер-Агеев Е. А. Расчет спектра нейтронов, отраженных от защитного барьера. Сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучения», вып. 2, Госатомиздат, 1963.
35. Shoemaker N. E., Huddleston C. M. Nucl. Sci. and Engin., 1964, v. 18, No. 1, p. 113.
36. French R. L., Wells M. B. Nucl. Sci. and Engin., 1964, v. 19, No. 4, p. 441.
37. Rafalski P. Nucl. Sci. and Engin., 1964, v. 19, No. 3, p. 379.
38. French R. L. Nucl. Sci. and Engin., 1964, v. 19, No. 2, p. 151.
39. Eisenhauer C. NBS, Health Phys., 1965, v. 11, No. 11, p. 1145.
40. Сб. «Защита транспортных установок с ядерным двигателем». Госатомиздат, 1961, ред. Орлов и Цылин.
41. Кухтевич В. И., Трыков Л. А., Горячев Н. В. Измерение дифференциального фазового альбеда нейтронов для железа, грунта и воды. В сб. «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений», в. 6, МИФИ, Госатомиздат, 1967.
42. Joung I. C., Trimble G. D., Naliboff V. D., Houston D. H. Nucl. Sci. and Engin., 1964, v. 18, No. 4, p. 376.
43. Wood D. E., Heagerty D. E. Trans. of the Amer. Nucl. Soc., 1966, v. 9, No. 1, p. 142.
44. Bleock, Haeblerli, Newson. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1620.
45. Васильев Р. Д. и др. Исследование источника тепловых нейтронов. «Атомная энергия», 1963, т. 15, № 3, стр. 200.
46. Shure K. Nucl. Sci. and Engin., 1964, v. 3, p. 310.
47. Collatz S. Kernenergie, 1965, v. 8, No. 5, p. 283.
48. Веселкин А. П., Егоров Ю. А., Орлов Ю. В., Пянкратьев Ю. В. J. of Nucl. Engin., 1965, v. 18, p. 1.
49. Clifford C. E. Nucl. Sci. and Engin., 1967, v. 27, No. 2, p. 299.
50. Машкович В. П. Ослабление нейтронов в защитных материалах. Госатомиздат, 1963.
51. Henry R. et al. Trans. of the Amer. Nucl. Soc., 1964, v. 7, p. 40.
52. Исаев Б. М., Брегадзе Ю. И. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. «Наука», 1967.
53. Казанский Ю. А., Кухтевич В. И., Матусевич Е. С., Смирнов Б. И., Цылин С. Г. Физическое исследование защиты реакторов. Госатомиздат, 1966.
54. Monier L., Tripard G., White B. Phys. in Canada, 1965, v. 21, No. 2, p. 33.
55. Дегтярев С. Ф., Кухтевич В. И., Тихонов В. К., Цылин С. Г. Зависимость фактора накопления быстрых нейтронов от взаимного расположения защиты и детектора. «Атомная энергия», 1966, т. 21, вып. 5.
56. Матвеев В. В., Хазанов Б. И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. Госатомиздат, 1967 (стр. 256—257).
57. Bethe H. A. Los Alamos report, LA-1428/1952.
58. Sample, Neilson, Warren. Canad. J. Phys., 1955, v. 33, p. 350.
59. Segel, Swartz, Owen. Rev. Sci. and Instr., 1955, v. 25, p. 140.

60. Handbook of Chemistry and Physics, 1955—1956, p. 1, 37 edd.
 61. Краткая химическая энциклопедия, 1961—1965, т. 1—II.
 62. «Handbook», NBS, 1961, N 75.
 63. Методические указания № 291 по поверке нейтронных радиометров. Изд-во стандартов, 1968.
 64. Фоминих В. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Исследование направленного потока быстрых нейтронов из коллиматора. «Измерительная техника», 1968, № 7.
 65. Юдин М. Ф., Яновский А. П. Аппаратура для нейтронной дозиметрии. Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Инф. сб. 2, Изд-во стандартов, 1964.
 66. De Rångher J. Nucl. Instr. and Methods, 1956, v. 5, p. 61.
 67. Hanson A. O., McKibben J. L. Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 673.
 68. Фоминих В. И. Создание и исследование образцового «всеполноволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
 Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5

С. И. БАЛАХНИЧЕВ, М. Ф. ЮДИН, А. П. ЯНОВСКИЙ
 ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ДОЗ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Быстрое развитие ядерной энергетики приводит к тому, что все более широкий круг людей часто вынужден подвергаться облучению ионизирующим излучением. Одно из наиболее биологически эффективных излучений — нейтронное, весьма сложное для защиты от него. Все это привело к необходимости создать методы и аппаратуру для измерения плотностей потока и доз нейтронного излучения (радиометров и дозиметров).

Наша промышленность выпускает несколько типов нейтронных радиометров и установок, измеряющих плотность потока нейтронов. Единство измерений этими приборами могут обеспечить единые методики градуировки и поверки. В настоящее время используют два метода градуировки радиометров.

По первому методу [1—4] поток быстрых и промежуточных нейтронов создается открытым радиоактивным источником. Фон нейтронов, рассеянных окружающими стенами, учитывают с помощью поглощающего конуса и самого градуируемого или поверяемого прибора. Поток тепловых нейтронов создается в результате замедления быстрых нейтронов в парафинном шаре. Эта методика имеет ряд существенных недостатков [1].

По второму методу [5, 6] градуируют и поверяют радиометры быстрых и промежуточных нейтронов в коллимированном пучке нейтронов, создаваемом радиоактивным источником, помещенным в специальный защитный контейнер с коллиматором установки УКПН-1. Поток тепловых нейтронов создается в результате замедления быстрых нейтронов в специальном замедлителе — тепловой насадке установки УКПН-1 [5].*

С измерением доз нейтронного излучения дело обстоит хуже. Об единицах измерения нейтронных доз (поглощенных и эквивалентных) длительное время шла дискуссия [7—9].

* См. также стр. 137.

Основным методом измерения поглощенной дозы нейтронов в дж/кг или в рэдах [40] в настоящее время является ионизационный [4, 10—39]. Для измерения эквивалентных доз нейтронов рекомендуется применять единицу дж/кг (в системе СИ) или «допускается применение единицы, назы-

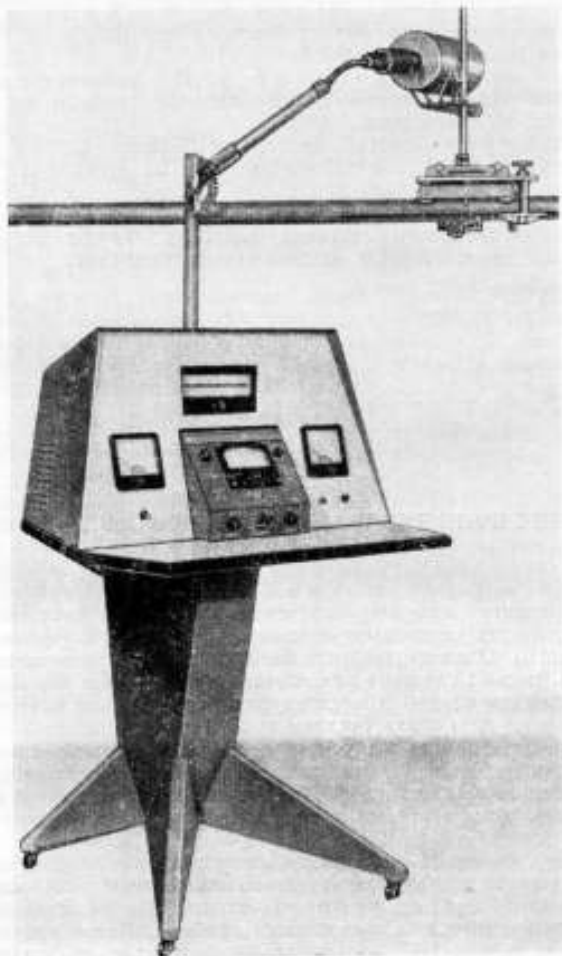


Рис. 1. Исходная образцовая установка типа ЭНД-1 для воспроизведения и передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронов

ваемой «бэр», равной $0,01 \text{ дж/кг}$ [41]. При этом эквивалентную дозу D_3 смешанного ионизирующего излучения определяют как

$$D_3 = \sum_i D_i \cdot K_i, \quad (1)$$

где D_i — поглощенная тканевая доза данного вида излучения; K_i — коэффициент качества этого излучения (безразмерный).

Эквивалентная доза характеризует степень радиационной опасности при хроническом облучении человека малыми дозами ионизирующего излучения. Принятые коэффициенты качества K приведены в ГОСТ 12631—67.

Для определения эквивалентной дозы излучения необходимо измерить (или рассчитать) поглощенную дозу, а затем умножить результат на конкретный для данного вида излучения коэффициент качества. При этом умножать может либо сам измеритель, либо учитывать это следует при градуировке и конструировании дозиметра. При таком определении эквивалентной дозы, которого, к сожалению, не было до настоящего времени, ее можно не только оценивать, но и измерять.

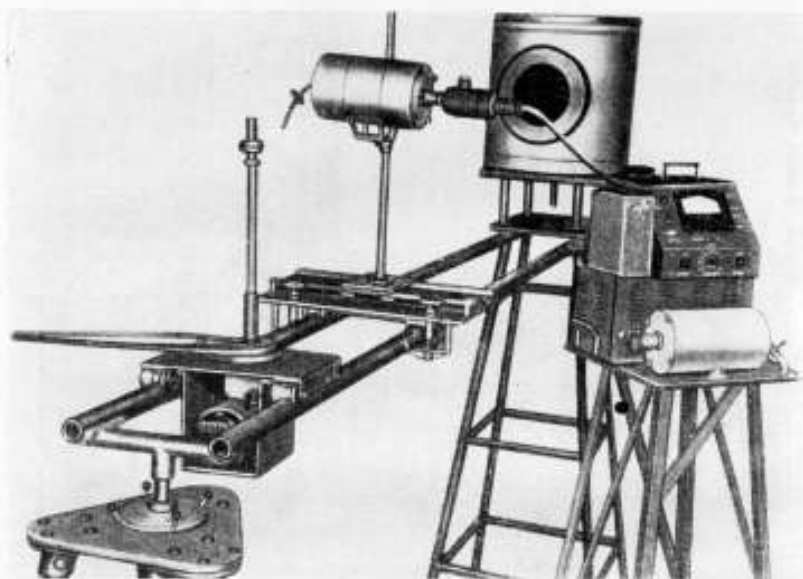


Рис. 2. Установка УКПН-1 и образцовый тканезквивалентный нейтронный дозиметр (до модернизации)

В настоящее время разработан и выпускается дозиметр только одного типа, не удовлетворяющий практику. Кривая зависимости чувствительности этого дозиметра от энергии приблизительно согласуется с кривой Снейдера [42—45]. Дозиметр позволяет измерять мощность эквивалентной дозы нейтронов от 0,01 до 1000 $\mu\text{кр}/\text{сек}$ с «постоянной» чувствительностью в диапазоне энергий нейтронов от 0,025 Мэв до 15 Мэв при фоне γ -излучения 10 $\mu\text{кр}/\text{сек}$ на самом чувствительном диапазоне. Аппаратурная погрешность его равна $\pm 20\%$.

Метод градуировки этого дозиметра не удовлетворяет метрологическим требованиям, так как основывается на простейшем грубом подсчете мощности эквивалентной дозы по данным Снейдера. При этом не учитываются некоторые существенные погрешности.

Ниже описаны метод и аппаратура, используемые для градуировки и проверки нейтронных дозиметров в единицах эквивалентной дозы.

Для воспроизведения и передачи размера единицы эквивалентной дозы быстрых нейтронов во ВНИИМ была применена установка типа УКПН-1, подробно описанная в работах [5, 6].* С помощью этой установки создают

* См. также стр. 107 и 137.

коллимированный пучок нейтронов с определенными (в одной и той же точке поля на оси пучка) значениями мощности эквивалентной дозы (для одного и того же источника нейтронов), которые не зависят от внешних условий для помещений с размерами не менее $3 \times 3 \times 6$ м.

Установка УКПН-1 позволяет создавать мощность эквивалентной дозы быстрых нейтронов до ~ 200 мкбэр/сек для источников нейтронов с потоком $\sim 10^9$ нейтр/сек.

Для точного измерения мощности поглощенной дозы, создаваемой в установке УКПН-1, и определения мощности эквивалентной дозы нейтронов

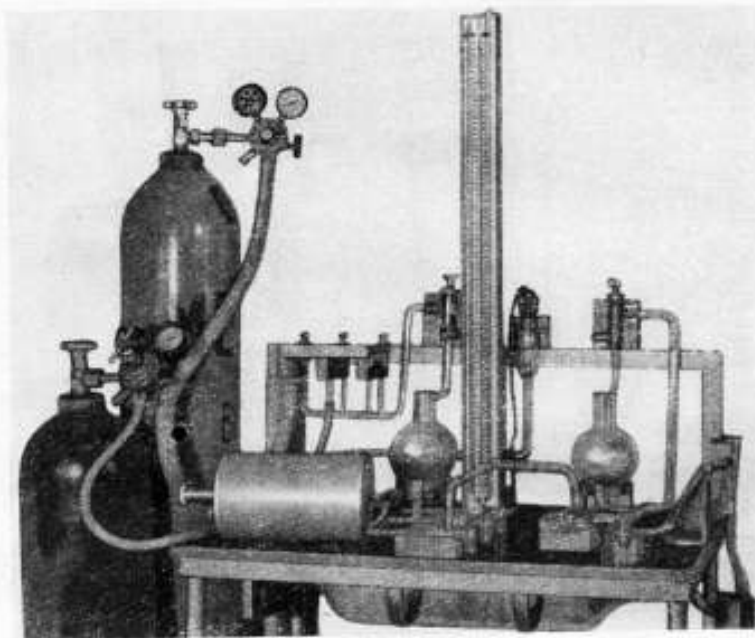


Рис. 3. Установка УСГ-1 для наполнения ионизационных камер смесями газов

использован модернизированный тканезквивалентный нейтронный дозиметр типа ЭНД-1, состоящий из тканезквивалентной (ТЭК) и графитовой (ГК) камер, подробно описанный в работах [4, 15—17]. Он является исходной образцовой установкой для воспроизведения и передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения (рис. 1). Вид этого дозиметра до модернизации и вид установки УКПН-1 приведены на рис. 2.

Для наполнения ионизационных камер установки ЭНД-1 тканезквивалентным (ТЭК) и углекислым (ГК) газами служит установка УСГ-1 (рис. 3).

При исследованиях камеры наполняли газами в день измерений. Измерения проводились при напряжении 100 в, что обеспечивало режим насыщения. Для измерения ионизационного тока I служит электрометрический усилитель ЭМУ-3 с измененным выносным блоком, входное сопротивление которого, измеренное с помощью урановых ионизаторов с известным током, составляло $(7,3 \pm 0,1) \cdot 10^{11}$ ом.

В табл. 1 приведены результаты измерений ионизационного тока I_G и I_T соответственно в графитовой и тканезквивалентной камерах дозиметром ЭНД-1 в смешанном ($n + \gamma$)-поле установки УКПН-1 с ^{60}Co (α, λ)-источником,

имеющим полный поток $1,91 \cdot 10^7$ нейтр/сек ($\pm 5\%$). Статистическая погрешность измерения тока была не хуже $\pm 2\%$.

Таблица 1

Результаты измерений ионизационного тока

| R, см | Графитовая камера | Тканезквивалентная камера |
|-------|---------------------|---------------------------|
| | $I_T \cdot 10^3, a$ | $I_T \cdot 10^3, a$ |
| 50 | 4,25 | 12,3 |
| 60 | 3,56 | 8,90 |
| 70 | 2,47 | 6,16 |
| 80 | 2,05 | 4,94 |
| 90 | 1,51 | 3,56 |
| 100 | 1,23 | 3,29 |

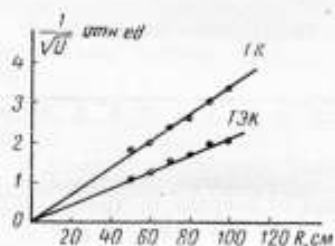


Рис. 4. Определение положения эффективного центра дозиметра и коллиматора

U — падение напряжения на входном сопротивлении электрометрического усилителя

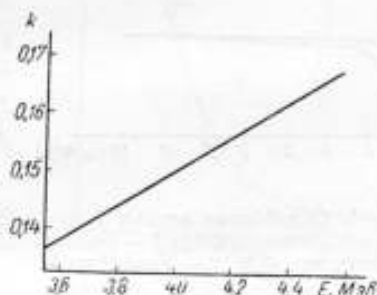


Рис. 5. Нахождение градуировочного коэффициента k

На основании результатов измерений (рис. 4) можно сделать вывод, что в пределах погрешности эффективные центры коллиматора и ионизационных камер дозиметра соответствуют своим геометрическим центрам.

По измеренным значениям ионизационных токов, пользуясь уравнениями, приведенными в работах [4, 13, 16, 17], можно определить мощность поглощенной дозы нейтронов и γ -излучения в смешанном поле:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_T}{I_{1T}^r} &= 0,97aP_n + 1,03P_{\gamma}^r \\ \frac{I_T}{I_{1T}^r} &= kbP_n + 1,03P_{\gamma}^r \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где I_T, I_T^r — ионизационные токи, измеренные в одной и той же точке поля соответственно тканезквивалентной и графитовой камерами; a ; I_{1T}^r, I_{1T}^r — ионизационные токи в тканезквивалентной и графитовой камерах в поле жесткого γ -излучения ^{60}Co с мощностью дозы 1 рад/сек ; P_n, P_{γ}^r — мощности поглощенной дозы нейтронного и γ -излучения в ткани, рад/сек ; k — градуи-

ровочный коэффициент (рис. 5), взятый по литературным данным [13]; a , b — рассчитанные коэффициенты ослабления нейтронного потока в стенках тканезквивалентной и графитовой ионизационных камер (рис. 6).

Средняя энергия нейтронов $PoBe$ -источника в пучке с учетом ослабления на 9,6% за счет рассеяния в коллиматоре, рассчитанная на электронно-вычислительной машине (ЭВМ) видоизмененным методом Монте-Карло,* принята равной 4,15 Мэв, при этом $k = 0,15$; $a = 0,89$ и $b = 0,94$ (рис. 5, 6). Согласно ГОСТ 12631—67 коэффициент качества $K = 7,15$ (рис. 7).

Результаты определения мощностей эквивалентных доз нейтронов, создаваемых на установке УКПН-1 (для указанного выше источника), по данным табл. 1, приведены в табл. 2.

Кроме экспериментальных исследований, эквивалентные дозы поля нейтронного излучения для установки УКПН-1 были рассчитаны с учетом рассеяния в коллиматоре. Метод расчета, программа для ЭВМ и основные ре-

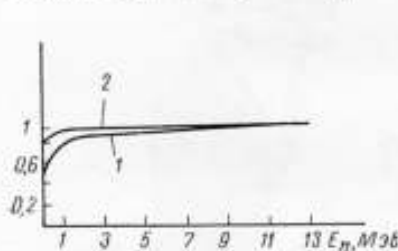


Рис. 6. Ослабление потока нейтронов в стенках камер: 1 — тканезквивалентной и 2 — графитовой. По оси ординат — доля нейтронов, проходящих через стенки камер

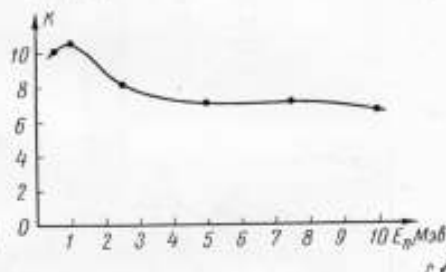


Рис. 7. Коэффициент качества K в зависимости от энергии нейтронов (ГОСТ 12631—67)

зультаты приведены на стр. 99. На рис. 8 даны результаты расчета мощности эквивалентной дозы быстрых нейтронов на различных расстояниях R от источника для установки УКПН-1 ($PoBe$ -источник с полным потоком, приведенным к $1,91 \cdot 10^7$ нейтр/сек). Из графика видно, что отклонение экспе-

Таблица 2

| R , см | Мощность эквивалентной дозы D , мкбэр/сек | | | | Доля дозы нейтронов, % |
|----------|---|--|---------------------------------|--------------------|------------------------|
| | нейтронов без учета поглощения в стенках, D_n | нейтронов с учетом поглощения в стенках, D_n | γ -излучения, D_γ | полная, D_Σ | |
| 50 | 25,0 | 28,4 | 0,19 | 28,6 | 99,4 |
| 60 | 17,2 | 19,2 | 0,24 | 19,4 | 99,0 |
| 70 | 11,8 | 13,5 | 0,16 | 13,7 | 98,9 |
| 80 | 9,47 | 10,8 | 0,14 | 10,9 | 98,7 |
| 90 | 6,77 | 7,68 | 0,11 | 7,79 | 98,6 |
| 100 | 6,53 | 7,40 | 0,073 | 7,47 | 99,0 |

Среднее 98,9%

* См. стр. 99.

риментальных данных от расчетных не превышает 8%. Можно также сделать вывод, что эффективный центр коллиматора, если эту поправку требуется все же учесть, сминут вперед от геометрического приблизительно всего на 2 см, что согласуется с другими данными [4, 6].

Мощность эквивалентной дозы, создаваемой на оси коллиматора нейтронным источником, находящимся в центре коллиматора установки УКПН-1, можно подсчитать по полученной на основании результатов расчетов эмпирической формуле

$$P_p = \frac{4,57 \cdot 10^{-2} Q}{4\pi (R - 2)^2} \quad (3)$$

где P_p — мощность эквивалентной дозы быстрых нейтронов (мкбэр/сек) в точке на оси коллиматора на расстоянии от источника в пределах 40—250 см; Q — полный поток нейтронов источника, находящегося в коллиматоре, нейтр/сек; R — расстояние от центра источника до данной точки, см.

Коэффициент $f = 4,57 \cdot 10^{-2}$ (мкбэр \times см²)/нейтр получен из расчетных данных.

На основании приведенных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Исследовано поле эквивалентных доз быстрых нейтронов установки УКПН-1.

2. Получено хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов, что говорит об их достоверности.

3. Для подсчета мощности эквивалентной дозы быстрых нейтронов для установки УКПН-1 предложена эмпирическая формула.

4. Установка УКПН-1 может быть использована для проверки и градуировки нейтронных дозиметров в единицах мощности эквивалентной дозы.

По результатам работы разработан проект методических указаний по проверке нейтронных дозиметров с использованием установки УКПН-1, которая в настоящее время находится в стадии внедрения в производство.

Впервые разработана методика градуировки и проверки нейтронных дозиметров в единицах мощности эквивалентной дозы, что приведет к единству измерения эквивалентных доз нейтронного излучения, позволит более правильно и обоснованно конструировать и проверять защиту, обеспечит большую безопасность людей, работающих с нейтронным излучением.

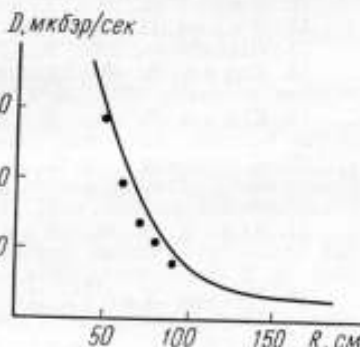


Рис. 8. Зависимость мощности эквивалентной дозы быстрых нейтронов от расстояния от источника для установки УКПН-1

Точки — эксперимент, кривая — расчет

ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. Ф., Яновский А. П. О возможности градуировки нейтронных радиометров и дозиметров в коллимированном пучке нейтронов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149), Изд-во стандартов, 1967.
2. Васильев Р. Д. и др. Исследование источника тепловых нейтронов. «Атомная энергия», 1963, т. 15, № 3.
3. Васильев Р. Д., Дорофеев Г. А., Мордовская Т. С., Петров В. И., Пименов М. И. Сб. «Neutron Dosimetry», 1963, v. 1, IAEA, Vienna.
4. Юдин М. Ф., Фоминих В. И. Нейтронная дозиметрия. Изд-во стандартов, 1964.

5. Методические указания № 291 по поверке нейтронных радиометров. Изд-во стандартов, 1968.
6. Фоминых В. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Исследование направленного потока быстрых нейтронов из коллиматора. «Измерительная техника», 1968, № 7.
7. Юдин М. Ф. Эквивалентная доза и единицы ее измерения. «Измерительная техника», 1966, № 11.
8. Исаев Б. М. и др. О единицах бэр и эквивалентной рад. «Измерительная техника», 1966, № 11.
9. Кеирим-Маркус И. Б. и др. О единицах измерения, используемых в дозиметрии ионизирующих излучений и при обеспечении радиационной безопасности. «Измерительная техника», 1966, № 11.
10. Rossi H., Failla G. Am. J. Roentg. Rad. Therapy, 1950, v. 64, p. 489.
11. Rossi H., Failla G., «Nucleonics», 1966, v. 14, No. 2, p. 32.
12. Hurst G., Ritchie R. Radiology, 1953, v. 69, p. 864.
13. «Handbook», 1961, No. 75, NBS, USA.
14. Юдин М. Ф. Единица для измерения нейтронных доз. «Измерительная техника», 1960, № 1.
15. Юдин М. Ф., Филиппов О. А. Тканьэквивалентный дозиметр быстрых нейтронов. «Измерительная техника», 1961, № 4.
16. Слепышков С. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Поддержание единства измерений в области нейтронной дозиметрии. В сб. «Радиационная физика», т. II. Изд. АН Лат. ССР, Рига, 1964.
17. Юдин М. Ф., Яновский А. П. Аппаратура для нейтронной дозиметрии. Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Инф. сб. 2. Стандартгиз, 1964.
18. Под ред. Хайна Дж. и Браунелла Г. Радиационная дозиметрия. Изд-во иностр. лит., 1958.
19. Нери Г., Мансон Р., Мол Р. Биологическое действие длительного нейтронного облучения. Изд-во иностр. лит., 1961.
20. Исаев Б. М., Брегадзе Ю. И. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. «Наука», 1967.
21. Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. Госатомиздат, 1964.
22. Fano U. Rad. Res., 1954, v. I, p. 273.
23. Shopka R., Rose I., Failla G. Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses At. En., 1958, v. 21, p. 184, Geneva.
24. Hurst G., Harter J., Hensley P., Mills W. Rev. Sci. Instr., 1966, v. 27, p. 153.
25. Брегадзе Ю. И. Использование ионизационных камер для оценки средней энергии спектра быстрых нейтронов при постановке радиобиологических экспериментов. «Радиобиология», 1965, т. 5, вып. 5.
26. Брегадзе Ю. И. О нарушении однородности ионизационной камеры проводящим покрытием. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 3.
27. Брегадзе Ю. И., Исаев Б. М., Квасов В. А. Ионизационный метод определения поглощенной энергии в смешанных потоках быстрых нейтронов и гамма-лучей. «Атомная энергия», 1960, т. 9, вып. 2.
28. Брегадзе Ю. И., Исаев Б. М., Квасов В. А., Липне В. Л. Сб. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 369.
29. Исаев Б. М., Брегадзе Ю. И. Метод расчета поглощенной дозы в семенах растений при их облучении быстрыми нейтронами. «Радиобиология», 1966, т. 6, вып. 1.
30. Иванов В. И. Сб. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, Vienna, p. 369.
31. Киричинский Б. Р. Изучение распределения глубинных доз при облучении биологических объектов в смешанных полях гамма-нейтронного излучения. Сб. «Радиационная физика», т. II, вып. 13. Рига, Изд. АН Лат. ССР, 1964.

32. Киричнский Б. Р., Левчук Ю. Н., Пасечник В. М., Тащий Ю. А. Облучение животных быстрыми нейтронами и измерение тканевых доз на ядерном реакторе. Сб. «Биологическое действие нейтронного излучения», под ред. А. А. Городецкого. Киев, «Наукова думка», 1965.

33. Дмитриевский И. М., Мартынов Ю. Н., Фролов В. В. Исследование тканеэквивалентных ионизационных камер. Сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений», вып. 6. Госатомиздат, 1967.

34. Anderson I., Braun J. Act. At. Sweden. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 87.

35. Ladi M., Pellicioni M., Rotondi E. LDC Italie. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 147.

36. Caswell R., Beverly W., Spiegel V. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 227.

37. Abson W., Henderson R. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 331.

38. Зельчинский М. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 397.

39. Batchelor A. «Neutron Dosimetry», 1963, v. II, IAEA, Vienna, p. 453.

40. ГОСТ 8848—63. Единицы радиоактивности и ионизирующих излучений.

41. ГОСТ 12631—67. Коэффициент качества ионизирующих излучений.

42. Snyder W., Neufeld J. Brit. J. Radiol., 1955, v. 28, No. 331, p. 342.

43. Goldstein H. Fundamental Aspects of Reactor Shielding add. Wesley, Massachusetts, 1959.

44. «Handbook», No. 63, NBS, USA, 1957.

45. Санитарные правила, изд. второе. Госатомиздат, 1963.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5

С. Н. БАЛАХНИЧЕВ, С. И. СЛЕПЫШКОВ, М. Ф. ЮДИН, А. П. ЯНОВСКИЙ
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ УСТАНОВКИ УКПН-1

Для градуировки нейтронных радиометров необходимо иметь хорошо изученное однородное поле тепловых нейтронов, которые во всех случаях создаются в результате замедления первичных быстрых нейтронов. В качестве замедлителя обычно используют парафин, полиэтилен, графит.

Большие потоки тепловых нейтронов получают в реакторах в результате замедления быстрых нейтронов деления активной зоны в тепловой колонне. На практике для этого используют радиоактивные нейтронные источники.

По конструкции замедлители бывают двух типов. В одном случае источник быстрых нейтронов помещен в замедлитель или в имеющуюся в нем полость и используют поле тепловых нейтронов, создаваемое в этой полости [1—5]. Замедлитель такой конструкции послужил основой для создания эталонного потока тепловых нейтронов в СССР, США, Канаде. В подобных установках в небольших по размерам полостях получают стабильный, достаточно интенсивный изотропный и однородный поток их. Однако малые размеры полости не дают возможности использовать такие конструкции для градуировки и проверки радиометров тепловых нейтронов.

В другом случае источник быстрых нейтронов находится внутри специального замедлителя и используют тепловые нейтроны, выходящие из него. В работах [6—8] использован, например, шаровый замедлитель. При

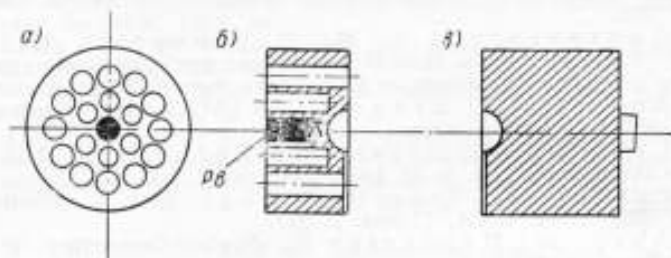


Рис. 1. Схема тепловой насадки

а — вид насадки сверху, б — разрез передней части ее, л — пробка насадки

таким замедлителем не обеспечивается защита при работе с источниками, полный поток которых более 10^8 нейтр/сек, кроме того, будет иметься фон рассеянных от стен нейтронов. Поэтому предпочтительнее замедлитель первой конструкции с защитой от неиспользуемой части нейтронного потока, т. е. так называемая «тепловая пушка».

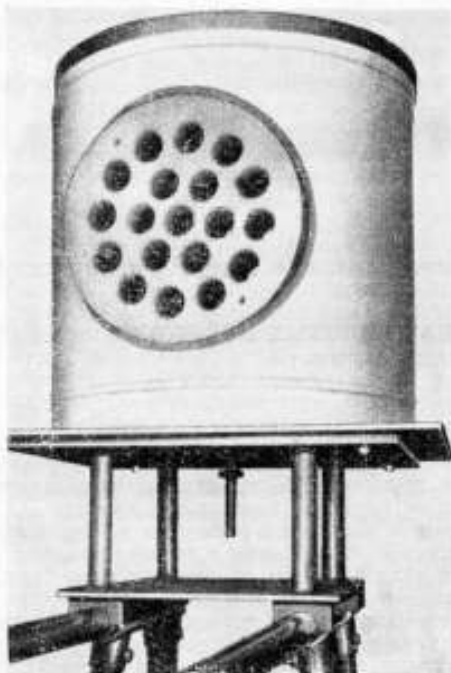


Рис. 2. Внешний вид защитного контейнера установки УКПН-1 с тепловой насадкой

Описание конструкции тепловой насадки

В установке УКПН-1* тепловые нейтроны получают в результате замедления быстрых нейтронов радиоактивного источника в специальном замедлителе — тепловой насадке из чистого полиэтилена высокого давления. Состоит насадка из двух частей (рис. 1) и вставляют ее в центральное отверстие защитного контейнера (рис. 2). Диаметр полости тепловой насадки — 75 и 200 мм. Набор вкладышей из полиэтилена, свинца, меди в цилиндрические каналы насадки обеспечивает возможность выбора ее оптимальной конструкции.

Выбор оптимальной конструкции тепловой насадки

Для установки УКПН-1 необходимо было выбрать тепловую насадку такой конструкции

* См. стр. 107.

и с такими размерами, при которых в нужной точке поля создавалась бы максимальная плотность потока тепловых нейтронов, а плотность потока быстрых нейтронов была минимальной. Плотность потока тепловых нейтронов P_T , которая по сечению пучка не должна существенно меняться, определяют по формуле

$$P_T = K_T \frac{Q}{4\pi R^2}, \quad (1)$$

где R — расстояние от центра источника, находящегося в тепловой насадке, до точки на оси установки, совпадающей с эффективным центром детектора.

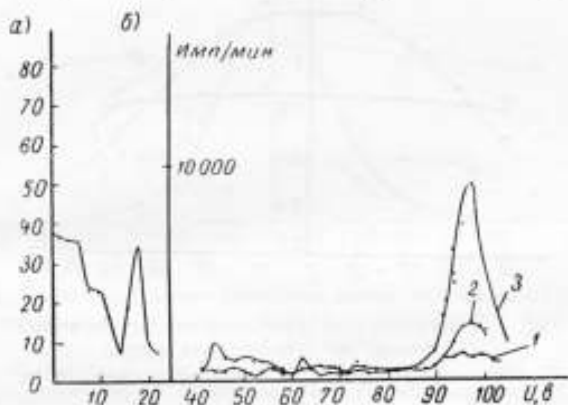


Рис. 3. Дифференциальные аппаратные спектры: а — для ^{137}Cs и б — для нейтронов $\text{LiJ}(\text{Eu})$. Источник Рабе (α, β): 1 — открытый, 2 — в парафиновой сфере — 15 см с кадмевой оболочкой, 3 — в парафиновой сфере — 15 см.

Выбранную по относительным измерениям тепловую насадку необходимо было всесторонне исследовать и с достаточной точностью определить коэффициент K_T в формуле (1), связывающий плотность потока тепловых нейтронов P_T с полным потоком Q быстрых нейтронов радиоактивного источника нейтронов, помещенного в эту насадку.

Для измерений в качестве детекторов применяли борные счетчики разных типов, сцинтилляционные таблетки Горняка, кристаллы $\text{LiJ}(\text{Eu})$, золотую и индиевую фольгу и др.

Для относительных измерений поток тепловых нейтронов использовали кристалл $\text{LiJ}(\text{Eu})$, толщиной 1 мм, обогащенный ^6Li [9—11]. Эффективность такого кристалла для регистрации тепловых нейтронов была $\sim 69\%$. Сечение поглощения ^6Li тепловых нейтронов ~ 100 барн, промежуточных — единицы барн, быстрых нейтронов $\sim 1-0,3$ барн. Таким образом, эффективность регистрации быстрых и промежуточных нейтронов должна быть на два порядка меньше, чем тепловых. Эффективность регистрации γ -излучения кристал-

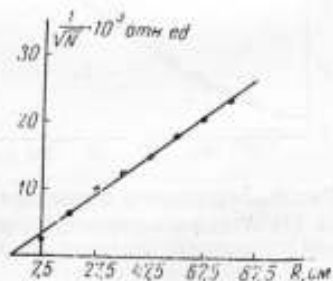


Рис. 4. Зависимость $1/\sqrt{N}$ от расстояния R для тепловых нейтронов, выходящих из парафиновой сферы \odot 15 см. N — скорость счета импульсов.

лом LiJ (Eu) довольно высокая, так что надежная дискриминация γ -фона возможна только для энергий фотонов меньше 2 Мэв. Например, энергия γ -излучения полония около 4 Мэв [12], и простая дискриминация γ -фона невозможна. При измерениях применяли счет импульсов в окне дискри-

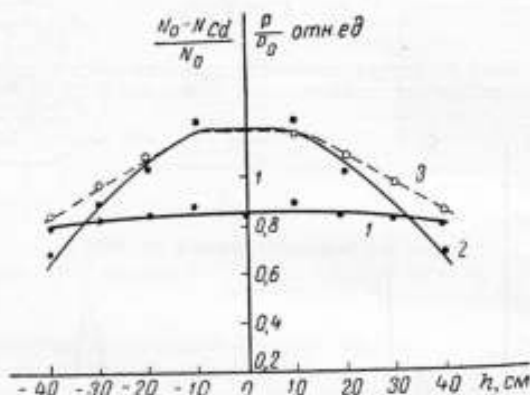


Рис. 5. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по сечению для сферы

1 — кадмиевое отношение, 2 — экспериментальная кривая, 3 — расчетная кривая, h — расстояние от оси пучка, P — плотность потока

натора шириной 20 μ (от 60 до 80 μ). Из анализа снятых аппаратурных спектров (рис. 3) и других измерений следует, что в данных условиях доля импульсов от γ -излучения, а также от быстрых и промежуточных нейтронов сни-

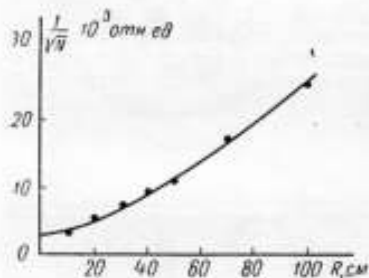


Рис. 6. Зависимость скорости счета $1/\sqrt{N}$ от расстояния до передней поверхности тепловой насадки (полость ϕ 75 мм)

жаются до 15–20% от общего числа для ^{90}Sr (α, n)-источника. Окно имело такие пределы, что аппаратурный дрейф линии мало сказывался на скорости счета. Дрейф контролировали по середине линии и подстраивали для каждого эксперимента. Кроме того, влияние счета из-за γ -фона и надкадмиевых нейтронов было весьма мало, так как в измерениях применяли метод кадмиевой разности. Для измерений использовали ФЭУ-13Б, специальный предусилитель, собранный по каскадной схеме, и серийную аппаратуру (BC-22, УШ-2, ПС-10000).

Первоначально исследовали распределение тепловых нейтронов для парафиновой сферы диаметром 15 см, которую применяли ранее для градуировки радиометров тепловых нейтронов. Полученные результаты (рис. 4 и 5) показывают, что на расстоянии в 57,5 см от источника диаметр области хорошей однородности пучка около 20 см. Затем была исследована тепловая насадка: снята зависимость скорости счета N от расстояния (рис. 6) и исследовано влияние заполнения пробками каналов-нейтроноводов и пробок из различного материала в центральной части тепловой насадки (рис. 7). Все результаты относили к скорости счета

(от тепловых нейтронов) на оси пучка на том же расстоянии для тепловой насадки без всяких пробок и с полостью диаметром 75 см. В результате оказалось, что заполнение всех каналов полиэтиленовыми пробками уменьшает количество тепловых нейтронов в 2,5 раза. С помощью тепловой насадки

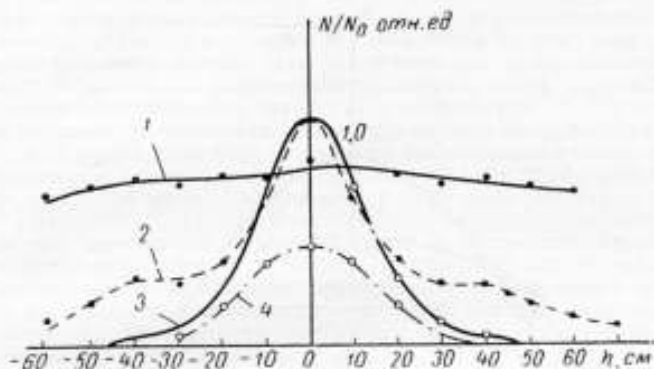


Рис. 7. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по сечению для тепловой насадки с различными центральными пробками

1 — кадмевое отношение, 2 и 3 — все каналы блока открыты, 4 — все каналы блока закрыты пробками

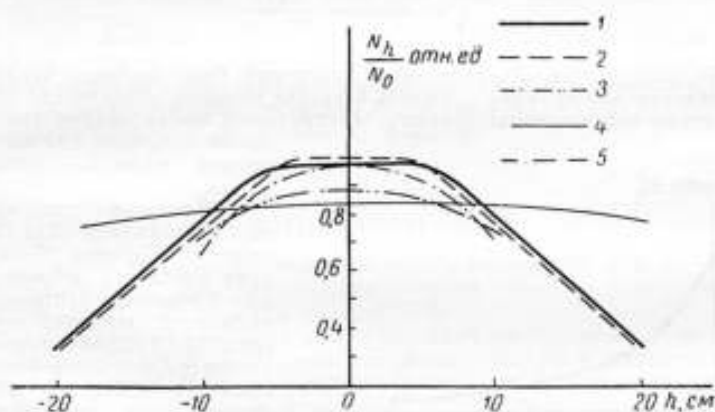


Рис. 8. Распределение плотности потока тепловых и быстрых нейтронов по сечению для тепловой насадки с различными центральными пробками

1 — полиэтиленовая пробка, 10 см; 2 — пробки нет; 3 — медная пробка, 10 см; 4 — кадмевое отношение; 5 — свинцовая пробка, 10 см

создается поток, однородный (в пределах 2%) в области диаметром 16 см на расстоянии 33 см от источника, что явно лучше, чем для сферы. Медная пробка, введенная в центральный канал, уменьшает поток тепловых нейтронов на 20%. Свинцовая пробка практически не меняет этот поток, но уменьшает количество быстрых нейтронов в пучке в два раза и служит защитой

от γ -излучения (рис. 8). Исследование влияния размера полости тепловой насадки показало, что наибольшая плотность потока тепловых нейтронов и лучшие другие характеристики получаются для полости минимальных размеров ($\varnothing 75$ мм).

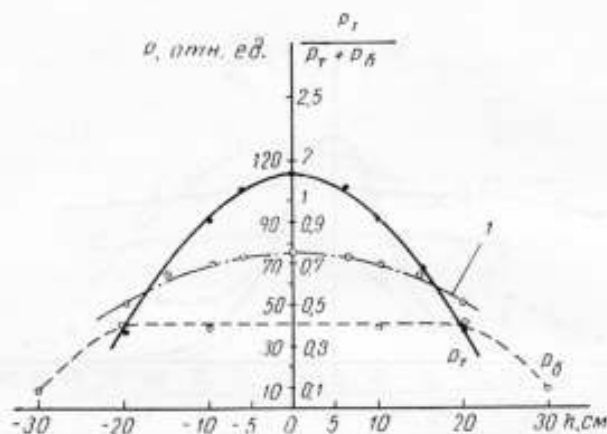


Рис. 9. Распределение плотности потока тепловых P_T и быстрых P_B нейтронов по сечению для оптимальной тепловой насадки

$$i - \text{отношение } \frac{P_T}{P_T + P_B}$$

По результатам относительных измерений была выбрана следующая оптимальная конструкция тепловой насадки: толщина замедлителя 150 мм, все каналы-нейтронотводы открыты, центральный канал закрыт свинцовой пробкой длиной 100 мм; внутренняя полость — диаметром 75 мм.

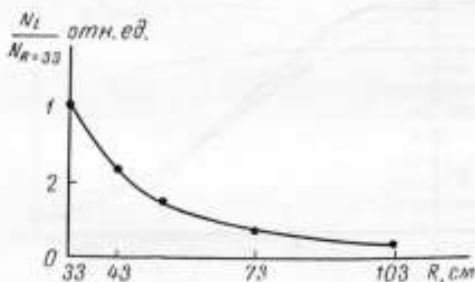


Рис. 10. Зависимость относительной скорости счета от расстояния (для тепловых нейтронов) для рекомендуемой тепловой насадки

С помощью отградуированных кристаллов $LiJ(Eu)$ и таблетки Горняка была оценена плотность потоков быстрых и тепловых нейтронов для выбранной тепловой насадки (рис. 9). График зависимости относительной скорости счета тепловых нейтронов от расстояния для рекомендуемой тепловой насадки приведен на рис. 10. При лучшей однородности по сечению пучка тепловая насадка дает в пять раз больший поток тепловых нейтронов.

Определение плотности потока тепловых нейтронов установки УКПН-1 индиевой фольгой

Для точного определения коэффициента K_T в формуле (1) были абсолютно измерены плотности потоков тепловых нейтронов, выходящих из тепловой насадки.

Известны следующие основные методы абсолютного определения плотности потока тепловых нейтронов:

1. Использование камер деления, борных и литиевых газовых счетчиков, сцинтилляторов и др. Во всех этих методах нужно точно знать все размеры детектора, его состав, давление газа, плотность и т. д. и рассчитать эффективность, что достаточно сложно.

2. Активация фольги, изготовленной из материала с большим сечением поглощения σ_a тепловых нейтронов. По активности фольги, зная σ_a , можно определить плотность потока. Для этого наиболее часто используют ^{115}In и особенно ^{197}Au , сечение поглощения σ_a которого очень хорошо измерено. У золота хорошо исследована также схема распада [12].

Для определения плотности потока был выбран метод активации индиевой фольги. Предпочтение ^{115}In перед ^{197}Au было сделано потому, что у ^{115}In [10] сечение поглощения $\sigma_a = (145 \pm 21)$ барн [13], а у ^{197}Au оно 96 барн [10]. Кроме того, у ^{197}Au период полураспада $T = 27$ дней [10, 11], а у ^{115}In период $T = 54,3$ мин [10, 11, 13]. Следовательно, индиевая фольга более чувствительна, чем золотая. От тепловой насадки (с одним источником внутри) ожидали небольшую плотность потока ($\sim 100-200$ нейтр/см²·сек). Следует отметить, что из-за большого периода полураспада золото необходимо облучать до насыщения несколько суток, тогда как для индиевой фольги достаточно 3-9 ч. При попытке измерить плотность потока тепловых нейтронов от тепловой насадки с помощью золотой фольги оказалось, что наведенная активность ее, измеренная методом β - γ совпадений, очень мала, и скорость счета импульсов была на уровне фона установки УСЧ-6.

При облучении индия в потоке тепловых нейтронов происходит реакция [14]



^{116}In имеет два периода полураспада: 13 сек и 54,3 сек. Поэтому после облучения измерения начинают через несколько минут, когда короткоживущая часть распадается.

На образцовой установке УСЧ было произведено около 20 измерений активности ^{116}In методом β - γ совпадений. Продолжался каждый отсчет 2 мин с интервалом 1 мин. Скорость счета измеряли по β , γ -каналам и каналу совпадений установки (соответственно N_β , N_γ и N_c).

Активность фольги определяли по формуле

$$A_t = \frac{N_\beta N_\gamma \cdot e^{-\lambda t_1}}{N_c (1 - e^{-\lambda t_1}) (1 - e^{-\lambda t_2})} \quad (3)$$

где t_1 — время от конца облучения до начала каждого отсчета; t_2 — время облучения фольги, мин; $t_3 = 2$ мин — время каждого отсчета; $\lambda = 0,01276$ мин⁻¹ — постоянная распада ^{116}In .

Для определения плотности потока тепловых нейтронов в рабочем пучке облучали завернутую в слой кадмия толщиной $\sim 0,5$ мм и открытую индиевую фольгу, а затем определяли ее активность A_{Cd} и A_0 соответственно. Разность

$$\Delta A = A_0 - A_{Cd} / C_{Cd} \quad (4)$$

где C_{Cd} — поправка на экранирование потока промежуточных (надкадмиевых) нейтронов кадмием [11, 14], соответствовала плотности потока тепловых нейтронов.

Фон в каждом канале учитывали в начале и в конце измерений. A_0 и A_{Cd} приводили к одному и тому же дню, учитывая распад PoBe (α , n)-источника ($\lambda = 0,005$ дня⁻¹). Плотность потока тепловых нейтронов P_T (нейтр/см²·сек.) определяли по формуле

$$P_T = \frac{M \cdot \Delta A \cdot \sigma_a(x)}{m N_a z_a K_{In}} \quad (5)$$

где M — атомная масса, 115 г/г-моль; $\alpha(x)$ — коэффициент, учитывающий самоэкранирование фольги; m — масса фольги, г; $N_0 = 6,023 \cdot 10^{23}$ атомов — число Авогадро, г-моль; $\sigma_a = 145$ бари — сечение поглощения тепловых нейтронов; $K_{из} = 0,9577$ — коэффициент, учитывающий содержание изотопа ^{115}In в природном индии.

Фольга имела форму диска диаметром 20 мм, ее закрепляли в центре отверстия в алюминиевой рамке. От краев отверстия до фольги было около 1,5 мм. Рамку с фольгой вставляли в специальную кассету, закрепленную на легкой алюминиевой стойке. Фольгу можно было перемещать во всех трех направлениях.

В экспериментах фольгу устанавливали перпендикулярно оси, проходящей через центр источника и ось тепловой насадки параллельно направляющим рельсам, причем расстояние от центра фольги до центра источника составляло 33 см. Измерения производили с фольгой Ф1 и Ф2 и получили следующие характеристики фольги:

| Фольга | Ф1 | Ф2 |
|--|--------|--------|
| Масса, г | 0,2220 | 0,1864 |
| Плотность, мг/см ² | 70,7 | 59,4 |
| Поправка на ослабление потока нейтронов: | | |
| надтепловых в кадмии [14] | 1,0502 | 1,0566 |
| тепловых в фольге [10,1] | 1,034 | 1,030 |

Фольгу облучали с одной стороны в воздухе однородным потоком тепловых нейтронов. Коэффициент $\alpha(x)$ определяли по формулам, учитывающим только самоэкранирование для изотропного потока:

$$\alpha(x) = \frac{t}{f(t)}, \quad (6)$$

где

$$f(t) = \frac{1}{2} \left[1 - e^{-t} - te^{-t} - t^2 \int_0^1 \frac{e^{-S}}{S} dS \right]; \quad (7)$$

$t = \frac{N_0 \sigma_a m}{MS}$ — безразмерный параметр, S — площадь фольги, см².

Основные результаты измерений с фольгой Ф1 и Ф2 приведены в табл. 1

Таблица 1

Основные результаты измерений с фольгой

| Фольга | Условия измерения | Время облучения, мин | Активность, расп/сек | | Плотность потока тепловых нейтронов P_T , нейтр/(см ² -сек) | Погрешность, % P_T | Коэффициент $K_{из}$ для расстояния от источника 33 см | Каждые отношение $\frac{\Delta A}{A_0}$ |
|--------------------|-------------------|----------------------|----------------------|-----------------------------------|--|----------------------|--|---|
| | | | вольган | от тепловых нейтронов, ΔA | | | | |
| Ф1 | без Cd | 203 | 29,1 ± 1,9 | 23,2 ± 2,2 | 148 ± 14 | 9,5 | 0,754 ± 0,070 | 0,80 |
| | | 171 | 5,9 ± 1,2 | | | | | |
| Ф2 | без Cd | 178 | 21,0 ± 1,4 | 16,6 ± 1,6 | 124 ± 13 | 10,8 | 0,634 ± 0,065 | 0,69 |
| | | 175 | 7,4 ± 1,2 | | | | | |
| Средние результаты | | — | — | — | 136 ± 14 | 10 | 0,694 ± 0,068 | 0,75 |

Коэффициент K_{T33} определен из формулы (1) по известному полному потоку $^{90}\text{PoBe}$ (α, n)-источника $Q = 2,68 \cdot 10^6$ нейтр/сек. Погрешность коэффициента K_{T33} увеличивалась до $\pm 12\%$ за счет погрешности полного потока источника. Следует отметить хорошее совпадение результатов абсолютных измерений плотности потока [нейтр/(см²·сек)]: индиевой фольги ($P_T = 136 \pm 14$) и относительных с кристаллом LiJ (Eu) ($P_T = 114 \pm 29$). Сопоставляются также кадмиевые отношения. На основании относительных измерений (рис. 10) можно написать для коэффициента

$$a(R_i) = \frac{P_{Ti}}{P_{T33}} \approx \frac{N_i}{N_{33}}, \quad (8)$$

где P_{Ti} — плотность потока тепловых нейтронов на произвольном расстоянии R_i от источника, помещенного в тепловую насадку; P_{T33} — то же для расстояния от источника 33 см. Используя формулу (1), получаем

$$K_T = K_{T33} \cdot a(R_i) \frac{R_i^2}{33^2}, \quad (9)$$

где K_{T33} — коэффициент в формуле (1), определенный для расстояния 33 см (табл. 1).

Коэффициент $a(R_i)$ для каждого расстояния определяют по формуле (8), пользуясь данными, приведенными на рис. 10. Окончательные результаты

для коэффициента $b(R_i) = a(R_i) \frac{R_i^2}{33^2}$ приведены в табл. 2 и на рис. 11.

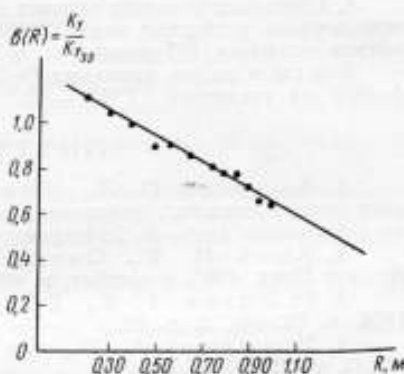


Рис. 11. Зависимость коэффициента $b(R) = K_T/K_{T33}$ от расстояния до источника в тепловой насадке

Таблица

Коэффициенты $b(R_i)$ и K_T для различных расстояний от источника, находящегося в тепловой насадке

| $R_i, \text{см}$ | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $b(R_i)$ | 0,999 | 0,895 | 0,889 | 0,832 | 0,788 | 0,736 | 0,643 |
| K_T | 0,693 | 0,621 | 0,616 | 0,578 | 0,546 | 0,511 | 0,446 |

Аппроксимация кривой на рис. 11 дает для коэффициента $b(R)$ с погрешностью $\pm 2\%$:

$$b(R) = 1,21 - 0,54R, \quad (10)$$

где R в метрах (0,3—1,5 м).

Отсюда получаем для K_T зависимость от расстояния R до источника:

$$K_T = 0,83 - 0,37R \quad (0,3 \div 1,5 \text{ м}). \quad (11)$$

Выводы

1. Предложена тепловая насадка, более предпочтительная как источник тепловых нейтронов, чем сфера из парафина диаметром 15 см. Плотность потока тепловых нейтронов при этом примерно в 5 раз больше, чем от сферы.

2. Дано выражение (11) для определения коэффициента K_T , связывающего плотность потока тепловых нейтронов с потоком источника. Погрешность определения K_T равна $\pm 12\%$.

3. Показано, что плотность потока тепловых нейтронов меняется с расстоянием сложно. В формулу, дающую это изменение, будет входить член, пропорциональный R^{-1} , который обусловлен диффузным распространением тепловых нейтронов.

4. Созданная тепловая насадка и результаты ее исследования позволяют использовать установку типа УКПН-1 для поверки и градуировки радиометров тепловых нейтронов.

Участие в работе принимал О. Л. Андреев, а в измерениях активности фольги на установке УСЧ-6 — А. Е. Кочин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев О. Л., Ярицына И. А. Создание калиброванного потока тепловых нейтронов. Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Инф. сб. 2. Изд-во стандартов, 1964.
2. Koch H. W., Caswell R. S., Muchlhause C. O. Nuclear News, 1967, november, p. 48.
3. De Jure I. A., Rosenwasser H. J. of Res. of NBS, 1954, v. 52, No. 2, p. 93.
4. Hargrove C. K., Geiger K. W. Canad. J. Phys., 1953 (1964), v. 428.
5. Шеболев В. Т. Исследование установки ВНИИМ для нейтронных измерений (графитовая сфера). Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
6. Sun K. H., Malmberg P. R., Resjak F. A. «Nucleonics», 1956, v. 14, No. 7, p. 46.
7. Васильев Р. Д., Дорофеев Г. А., Мордовская Т. С., Петров В. И., Пименов М. И. Neutron Dosimetry, 1953, v. II, p. 477.
8. Васильев Г. Д., Дорофеев Г. А. и др. Экспериментальное определение выхода и температуры тепловых нейтронов шаровых источников. «Измерительная техника», 1968, № 8.
9. Schenk R. Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 896 A.
10. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. Изд-во иностр. лит., 1960.
11. Железов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР, 1958.
12. Seren L. Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 888.
13. Greenfield M. A., Kootz R. L., Jarrett A. A., Taylor J. K. «Nucleonics», 1957, v. III, p. 57.
14. Tittle C. W. «Nucleonics», 1951, v. 8, p. 5; 1951, v. 9, p. 60.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5 : 539.17

И. А. ХАРТОНОВ, В. Т. ШЕБОЛЕВ, Ш. В. ЯБЛОКОВ
ВНИИМ

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА $n-\alpha$ -СОВПАДЕНИЙ К РЕАКЦИИ $d(T, n)^4\text{He}$

Метод совпадений применяют в ядерной физике, когда четко выражена временная корреляция в испускании частиц одним излучающим центром.

Если между регистрируемыми событиями нет строгой временной корреляции, то совпадение их может произойти лишь случайно, причем число случайных событий определяется параметрами регистрирующей аппаратуры [1].

Основные положения методики совпадений можно рассмотреть на примере определения активности ^{60}Co .

Радионуклид ^{60}Co распадается в ^{60}Ni с испусканием β^- -частицы ($E = 318 \text{ кэВ}$) и двух γ -квантов (1,17 и 1,33 МэВ). Процессы испускания можно считать в данном случае одновременными.

Так как β^- -частицы и γ -кванты испускаются изотропно и независимо друг от друга, то при определении активности ^{60}Co методом β - γ -совпадений имеем абсолютное число активных ядер

$$N_0 = \frac{N_3 N_1}{N_c}, \quad (1)$$

где N_3 , N_1 , N_c — скорости счета β -частиц, γ -квантов и числа совпадений соответственно.

В отличие от β - γ -совпадений, являющихся координатно независимыми, γ - γ -совпадения в этом смысле коррелированы. Корреляция обусловлена законами сохранения и проявляется в виде аналитической зависимости [2]

$$W(\theta) = 1 + 0,1020P_2(\cos\theta) + 0,0091P_4(\cos\theta) = 1 + k(\theta), \quad (2)$$

где θ — угол между направлениями вылета γ -квантов; $k(\theta)$ — поправка на анизотропию.

При определении активности методом γ - γ -совпадений число активных ядер

$$N_0 = \frac{N_{11} N_{12}}{N_c} W(\theta) \quad (3)$$

в общем случае является функцией угла θ .

Однако благодаря специальному виду функции $W(\theta)$ имеется возможность получить N_0 не зависящим от θ . Очевидно значения углов, при которых исчезает анизотропия, являются решениями уравнения

$$W(\theta) = 1. \quad (4)$$

Для рассматриваемого случая $\theta_1 = 53^\circ$ и $\theta_2 = 127^\circ$.

В случае как β - γ , так и γ - γ -совпадений существенно, что для определения активности ^{60}Co не требуется знания эффективности детекторов и геометрических параметров, определяющих их угловой раствор.

Метод n - α -совпадений в применении к реакции $d(T, n)^4\text{He}$

Реакция $d(T, n)^4\text{He}$ состоит в поглощении дейтрона ядром трития с образованием нестабильного ядра $^5\text{He}_2$, которое в соответствии с теорией составного ядра распадается на нейтрон и α -частицу. По литературным данным [3], $^5\text{He}_2$ имеет один возбужденный уровень с временем жизни $\tau_p \approx 10^{-14} \text{ сек}$ при энергии налетающих дейтронов, не превышающей 6 МэВ. Кривая возбуждения реакции имеет максимум при энергии дейтронов $E_d \approx 110 \text{ кэВ}$. Реакция — экзотермическая, выделяющаяся во время реакции энергия $Q = 17,58 \text{ МэВ}$ распределяется между нейтроном и α -частицей.

Так как в реакции образуются всего лишь две частицы, то в соответствии с законами сохранения импульса имеется строгая корреляция между направлениями вылета нейтрона и α -частицы. В системе центра инерции (с. ц. и.) этот угол равен 180° , а в лабораторной системе координат (л. с. к.) он зависит от энергии дейтрона E_d

$$\sin \theta_\alpha = \left(\frac{M_2 E_2}{M_4 (E_d + Q - E_2)} \right)^{1/2} \sin \theta_n, \quad (5)$$

где

$$E_3 = \frac{M_1 M_3}{(M_3 + M_4)^2} E_d \left\{ \cos \theta_n + \right. \\ \left. + \sqrt{\cos^2 \theta_n + \frac{(M_3 + M_4) M_4}{M_1 M_2} \cdot \frac{Q}{E_d} + \left(1 - \frac{M_1}{M_4}\right)^2} \right\}.$$

M_1, M_2, M_3, M_4 — соответственно массы: дейтрона, трития, нейтрона, α -частицы; θ_α и θ_n — соответственно углы вылета α -частицы и нейтрона, отсчитываемые от направления дейтронного пучка.

Угловое распределение продуктов реакции как в с. ц. н. так и в л. с. к. зависит от E_d . В общем случае в с. ц. н. его можно представить в виде разложения в ряд по сферическим функциям [4]

$$d\sigma(\theta) = \left| \sum_l A_l P_l(\cos \theta) \right|^2 d\omega, \quad (6)$$

где A_l — коэффициенты разложения, зависящие от относительного вклада участвующих в реакции состояний с различными орбитальными моментами l ; P_l — сферическая функция порядка l .

Если реакция происходит только в одном состоянии с одним значением момента l , то

$$d\sigma(\theta) = [A_l P_l(\cos \theta)]^2. \quad (7)$$

В частности, при $l=0$ распределение будет изотропным, так как $P_0(\cos \theta) = 1$. На основании имеющихся в литературе [5] экспериментальных данных можно считать угловое распределение нейтронов и α -частиц в с. ц. н. изотропным при $E_d < 500$ кэВ.

Если $E_d = 0$, то л. с. к. тождественна с. ц. н., и распределение в л. с. к. изотропно.

Пусть η — число частиц в единице телесного угла, вылетающих в единицу времени под углом θ относительно направления дейтронов. Принимаям η_n и η_α в л. с. к. при $E_d = 0$ за единицу. Тогда функция анизотропии η_n в л. с. к. при $E_d = 0$ примет вид

$$\eta_n = \frac{[\sqrt{1 - k_n \sin^2 \theta_n} + \sqrt{k_n} \cos \theta_n]^2}{\sqrt{1 - k_n \sin^2 \theta_n}}, \quad (8)$$

где

$$k_n = \frac{M_1 M_3}{M_2 M_4} \cdot \frac{1}{1 + \frac{M_1 + M_2}{M_2} \cdot \frac{Q}{E_d}}.$$

Аналогичная функция для α -частиц выглядит следующим образом:

$$\eta_\alpha = \frac{[\sqrt{1 - k_\alpha \sin^2 \theta_\alpha} + \sqrt{k_\alpha} \cos \theta_\alpha]^2}{\sqrt{1 - k_\alpha \sin^2 \theta_\alpha}}, \quad (9)$$

где

$$k_\alpha = \frac{M_1}{M_2 M_3} \cdot \frac{M_3 + M_4}{M_1 + M_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{M_1 + M_2}{M_2} \cdot \frac{Q}{E_d}}.$$

Значения η_α , η_n л. с. к. вычисленные при $E_d = 110$ кэв для разных углов θ , приведены в таблице.

Необходимо отметить, что под углом $\theta_\alpha = 85^\circ 15'$ число частиц $\eta_\alpha = 1$, т. е. под этим углом в л. с. к. испускается столько же частиц, сколько их вылетает в с. ц. н. Ясно, что $\theta_\alpha = 89^\circ 15'$ является решением уравнения

$$\eta_\alpha(\theta_\alpha) = 1. \quad (10)$$

Аналогично, $\eta_n = 1$, если $\theta_n = 89^\circ 39'$, т. е. это значение угла есть решение уравнения

$$\eta_n(\theta_n) = 1. \quad (11)$$

Если установить детектор α -частиц под углом $\theta_\alpha = 89^\circ 15'$,

то можно определить выход нейтронов из реакции $d(T, n)^4\text{He}$ методом отсутствующих частиц, не учитывая факта анизотропии углового распределения α -частиц в л. с. к.

Зависимость η_α и η_n от угла вылета θ

| θ° | Число вылетающих частиц | |
|----------------|-------------------------|---------------------|
| | η_α | η_n |
| 0 | 1,103 | 1,050 |
| 30 | 1,086 | 1,045 |
| 45 | 1,072 | 1,036 |
| 60 | 1,049 | 1,025 |
| 90 | 0,974 | 0,999 |
| 120 | 0,939 | 0,974 |
| 135 | 0,928 | 0,964 |
| 150 | 0,912 | 0,955 |
| 180 | 0,901 | 0,950 |
| $89^\circ 15'$ | — | $1,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $89^\circ 39'$ | $1,1 \cdot 10^{-6}$ | — |

Определение выхода нейтронов из реакции $d(T, n)^4\text{He}$ методом n - α -совпадений

Для n - α -совпадений выполняется условие о наличии временной корреляции, поскольку возбужденное ядро $^3\text{He}_2$ испускает нейтрон и α -частицу одновременно. В данном случае дополнительная координатная корреляция

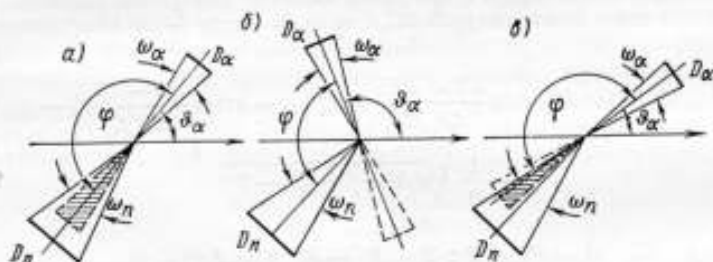


Рис. 1. Расположение источника и детекторов. Телесные углы ω_n и ω_α : а — перекрываются, б — не перекрываются, в — перекрываются частично.

выражается в том, что нейтрон и α -частица, образованные в каждом акте распада ядра $^3\text{He}_2$, разлетаются в строго противоположных направлениях (в с. ц. н.). Это обстоятельство ограничивает использование метода совпадений в применении к реакции $d(T, n)^4\text{He}$.

Рассмотрим опыт, геометрия которого изображена на рис. 1 и где принято: D_α и D_n — детекторы α -частиц и нейтронов, ω_α и ω_n — соответствующие телесные углы, φ — угол между осями детекторов, θ_α — угол между направлением дейтронов и осью детектора α -частиц в л. с. к.

Обозначим e_α — физическую эффективность регистрации α -частиц детектором D_α и e_n — то же для нейтронов, и предположим, что источник n - α -пар точечный, детекторы бесконечно тонкие, физическая эффективность D_α к нейтронам и D_n к α -частицам равна нулю. Тогда вероятность регистрации импульсов совпадений

$$p_c = \frac{\omega_\alpha \omega_n}{4\pi} e_\alpha e_n F(\varphi). \quad (12)$$

Функция $F(\varphi)$ равна единице в случае, когда телесные углы ω_α и ω_n (ось одного из них повернута на π) перекрываются (рис. 1а), равна нулю, если они вовсе не перекрываются (рис. 1б), и равна промежуточным значениям y , если они перекрываются частично (рис. 1в).

Чтобы определить вид функции $y(\varphi)$, необходимо решить задачу о нахождении общей площади ΔS двух детекторов радиусов R_n и R_α , находящихся на расстояниях h_n и h_α от источника.

Для случая $h_n = h_\alpha = h$, $\frac{\omega_n}{4\pi} < 1$ и $\frac{\omega_\alpha}{4\pi} < 1$ функция y имеет вид

$$y = \frac{\Delta S(\varphi)}{4\pi h^2}, \quad (13)$$

где для

$$z = \arctg \frac{A}{h} < \varphi < \pi - \arctg \frac{\sqrt{AB}}{h}$$

будет

$$\Delta S(\varphi) = R_n^2 \arccos \frac{C^2 + AB}{2R_n C} + R_\alpha^2 \arccos \frac{C^2 - AB}{2R_\alpha C} - \frac{1}{2} \sqrt{(A^2 - C^2)(C^2 - B^2)},$$

для

$$\pi - \arctg \frac{\sqrt{AB}}{h} < \varphi < \pi - \arctg \frac{B}{h}$$

будет

$$\Delta S(\varphi) = R_n^2 \arccos \frac{C^2 + AB}{2R_n C} + R_\alpha^2 \left(\pi - \arccos \frac{AB - C^2}{2R_\alpha C} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{(A^2 - C^2)(C^2 - B^2)}.$$

Здесь

$$A = R_n + R_\alpha; \quad B = R_n - R_\alpha; \quad C = h(\pi - \varphi).$$

Рассмотрим практически используемый случай $F(\varphi) = 1$. Умножая правую и левую части уравнения (12) на N_0 (выход реакции), получим выражение для скорости счета импульсов совпадений

$$N_c = p_c N_0 = \frac{\omega_\alpha \omega_n e_\alpha N_0}{4\pi} e_n = N_\alpha e_n, \quad (14)$$

где N_α — скорость счета в α -канале.

Выражение (14) позволяет определить физическую эффективность нейтронного детектора при используемых энергиях нейтронов. Нетрудно видеть, что, получая информацию из каналов совпадений и нейтронного при условии $\omega_\alpha < \omega_n$, можно измерить физическую эффективность α -детектора.

Особо следует выделить случай равенства телесных углов n - и α -каналов ($\omega_n \eta_n = \omega_\alpha \eta_\alpha = \omega \eta$), ибо только при этом условии имеется возможность измерить выход реакции $d(T, n)^4\text{He}$ методом n - α -совпадений. После несложных преобразований формулы (14) получим

$$N_n = \frac{N_\alpha N_n}{N_\alpha} \cdot \frac{4\pi}{\omega_n} \quad (15)$$

Однако при этом необходимо дополнительно вычислить угловой размер и коэффициент трансформации для любого из двух детекторов.

Легко заметить, что формальное различие уравнений для определения выходов ^{60}Co и реакции $d(T, n)^4\text{He}$ связано с резким различием вида функции координатной корреляции. Если бы острую зависимость от угла $F(\varphi)$, наблюдаемую в реакции $d(T, n)^4\text{He}$, удалось равномерно «размазать» по всему диапазону углов φ от 0 до π , т. е. искусственно создать изотропию, то уравнения для определения выхода стали бы тождественными.

Можно предложить следующий метод такого «размазывания». Мишень, испускающую n - α -пары, окружают сферой из вещества, имеющего большое сечение рассеяния нейтронов. Счет α -частиц ведут обычным образом. Затем изучают зависимость скорости счета импульсов совпадений N_c от угла φ при разной толщине рассеивателя. При некоторой толщине рассеивателя $N_c = \text{const}(\varphi)$; тогда можно считать, что «размазывание» достигнуто, и выход реакции определяют по стандартному уравнению (1).

Выделение групп моноэнергетических нейтронов, отсечка фона, определение эффективности детекторов

В качестве α -детекторов обычно применяют газовые пропорциональные полупроводниковые и сцинтилляционные счетчики. Нейтронным детектором может служить, например, сцинтилляционный счетчик, регистрирующий нейтроны по протонам отдачи. Эффективность его (1–5) %.

Вернемся снова к рис. 1 а. Предположим, что нейтронный детектор может вращаться вокруг оси, перпендикулярной плоскости, в которой находится ось обоих детекторов, а также двигаться в направлении к источнику. До тех пор, пока $\omega_n < \omega_\alpha$, т. е. пока h_n велико, скорость счета импульсов совпадений N_c будет изменяться пропорционально $N_n \approx 1/h_n^2$ (коэффициент пропорциональности есть эффективность α -детектора). При $\omega_n > \omega_\alpha$ скорость счета N_c , согласно выражению (14), определяется скоростью счета в α -канале и, следовательно, не зависит от h_n (участок кривой ab рис. 2а). Ясно, что, когда $h_n = h'$, то $\omega_n = \omega_\alpha$, и тогда

$$\sqrt{\frac{R_n}{h_n}} = \sqrt{\frac{R_\alpha}{h_\alpha}} \quad (16)$$

Если вращать нейтронный детектор вокруг источника при $h_n = h'$, получим кривую 1 (рис. 2 б). Величина $\varphi_2 - \varphi_1$ из кривой 2, полученной при вращении D_n в любой точке $h_n < h'$, определяет относительный угловой размер детекторов.

Если вращать вокруг источника в любой точке участка ab оба детектора, сохраняя соответствие направлений n - α -пар, получим зависимость $N_c = \varepsilon_n N_\alpha(\theta_\alpha)$, т. е. анизотропное распределения α -частиц в л. с. к. Учитывая, что $\eta_\alpha = 1$ при $\theta_\alpha = 89^\circ 15'$, можно нормировать кривую $N_c = f(\theta_\alpha)$ и тем самым извлечь информацию о характере углового распределения α -частиц в с. п. и.

Метод n - α -совпадений позволяет получать практически моноэнергетические пучки нейтронов в диапазоне энергий $\sim 13,7 - 14,3$ МэВ при $E_d = \sim 110$ кэВ. Можно предполагать, что разброс энергии нейтронов в таких пучках не будет превышать 0,1% [6].

Обычная методика определения фона нейтронов состоит в экспериментальной проверке закона изменения $N_d = N_n(h_n)$. Отличие скорости счета от изменения по закону $\sim 1/h_n^2$ дает определенные сведения о фоне. Использование $n-\alpha$ -совпадений позволяет избавиться от фона рассеянных нейтронов и определить его интегральный вклад путем сравнения N_c и N_n при условии известной эффективности ϵ_c . Спектральный состав фона можно изучить, например, с помощью пороговых детекторов.

Известно, что у протяженных детекторов эффективный центр не совпадает с геометрическим. Это связано с тем, что их рабочие плоскости не располагаются по сфере радиуса h_n и, кроме того, нейтроны из-за непараксиальности проходят различные пути. Ясно, что при больших h_n/R_n эти оба эффекта становятся пренебрежимо малыми. Однако с уменьшением h_n вклад области с малыми пробегами нейтронов становится существенным, и геометрический фактор уменьшается по сравнению с расчетным. Этот факт можно

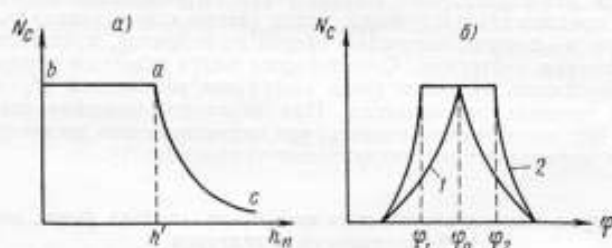


Рис. 2. Кривые совпадений

интерпретировать как сдвиг эффективного центра. Зависимость сдвига при изменении h_n , нормированная на известный поток нейтронов, определенный в точке $h_n = h'$ кривой рис. 2а, может дать сведения об изменении эффективности ϵ_n нейтронного детектора в функции h_n . Такая методика позволяет определить эффективность любого другого нейтронного детектора.

Таким образом, хотя методом $n-\alpha$ -совпадений невозможно определить выход реакции $d(T, n)^4\text{He}$ стандартным образом, но он обладает рядом важных достоинств, позволяющих использовать в экспериментальной практике моноэнергетические нейтроны в диапазоне 13,6 — 14,3 Мэв, а также определить некоторые параметры детекторов, используемых в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорский М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Физматгиз, 1959.
2. Зигбан К. Бета-гамма-спектроскопия. Физматгиз, 1959.
3. Власов Н. А. Нейтроны. Гостехиздат, 1955.
4. Левич В. Г., Вдовин Ю. А., Мямлин В. А. Курс теоретической физики, т. 2. Физматгиз, 1962.
5. Кацауров Л. Н. Исследования по ядерной физике. Труды физ. ин-та им. Лебедева, т. XIV, 1962.
6. Franzen W., Huber P., Schelleberg L. Zeitschrift für Naturforschung, 1955, Bd. 10a, № 11, S. 820.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ НАБОРА RaBe-ИСТОЧНИКОВ

Набор RaBe (α , n)-источников после эталонирования может быть использован для передачи нескольких значений выхода нейтронов.

Если за единицу измерения X нейтронного выхода принять 1 нейтр/сек, то ее значение будет численно равно выходу, при условии, что размер единицы в каждом измерении сохраняется. Таким образом, если Q — выход, а n — его значение, то

$$Q = nX. \quad (1)$$

Воспроизведение единицы выхода нейтронного источника осуществляется, в частности, на графитовой установке ВНИИМ с помощью специального источника нейтронов, в качестве которого используют реакцию $T(d, n)^4\text{He}$. Тогда, если Q_0 — выход этого источника, то

$$Q_0 = 4\pi r \frac{n_\alpha}{\omega}. \quad (2)$$

где n_α — скорость счета α -частиц в лабораторной системе координат; ω — телесный угол, образуемый мишенью и детектором; r — коэффициент перехода из лабораторной системы координат в систему центра инерции.

Нетрудно видеть, что после определения величин выражения (2) $Q_0 = n_{\alpha 0}$, где $n_{\alpha 0}$ — число α -частиц, образованных в реакции $T(d, n)^4\text{He}$ в угле 4х в единицу времени независимо от системы координат. Свойства указанной реакции таковы, что число α -частиц точно равняется числу образованных нейтронов n_0 , и, таким образом,

$$\frac{Q_0}{n_0} = 1. \quad (3)$$

Выражение (3) показывает целесообразность выбора единицы выхода нейтронов $X = 1$ нейтр/сек. Измерения выхода — абсолютные, так как связаны лишь с косвенными измерениями в единицах длины и времени.

Для эталонирования источника необходимо определить значение выхода, т. е. осуществить передачу единицы измерения. Практически это делается на графитовой установке ВНИИМ, конструкция и принцип работы которой достаточно подробно описаны в статье [1]. Напомним только, что соотношение между непосредственно измеряемой величиной N (число импульсов в единицу времени, датчиком которых является борный счетчик) и выходом выглядит так:

$$N = KQ, \quad (4)$$

где K — постоянная установки.

Естественным способом определения постоянной K является использование упомянутого специального источника с известным с высокой точностью выходом Q_0 .

Получить более точное значение K можно, сравнивая набор нейтронных источников, имеющих различные выходы, с выходом специального источника. Затем проводят относительные измерения источников набора, полагая, что выход каждого из них определен абсолютно.

Подобным способом был измерен набор RaBe (α , n)-источников, и результаты сведены в табл. 1. Как видно из таблицы, измерение выходов набора нейтронных источников в одной серии позволяет уточнить значение выхода каждого из них. Обработка результатов по методу наименьших квадратов дает значение $K = 1,342 \cdot 10^4$ со средней квадратической погрешностью $S(K) = 0,71 \cdot 10^2$; предельная погрешность $\Delta_{пр} = \pm 2 \cdot 10^2$.

Таблица 1

Результаты измерения набора $RaBe$ (α , n)-источников
(Выход $Q \cdot 10^{-5}$ нейтр/сек)

| Источник | Данные изготовителя 1.1 1951 г. | Метод сопутствующих частиц | |
|----------|------------------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| | | 1.V 1966 г. | Способ наименьших квадратов |
| 2ЭН-1000 | 116,0 | 120,3 | 123,77 |
| 2ЭН-500 | 6,13 | 63,89 | 63,81 ₀ |
| РН-115 | 29,4 | 30,43 | 30,47 ₀ |
| 2ЭН-100 | 10,2 | 10,47 | 10,35 ₀ |
| 2ЭН-50 | 5,57 | 5,67 ₂ | 5,67 ₁ |
| 2ЭН-10 | 0,95 | 1,01 ₃ | 1,03 ₂ |
| 2ЭН-1 | 0,140 | 0,151 ₀ | 0,144 ₀ |

Постоянный член в уравнении (4) равен $\sim 4 \cdot 10^{-4}$, и его можно не принимать во внимание как величину второго порядка. Следует отметить, что при измерении источников с выходом 10^3 нейтр/сек неопределенность в значении K позволяет измерять выход с погрешностью $\sim 10\%$. Это обстоятельство ограничивает нижний предел точных измерений ($\sim 1,5\%$) на графитовой установке ВНИИМ источниками с выходом $\sim 10^4$ нейтр/сек.

В табл. 2 приведены сравнительные характеристики относительных измерений, проведенных на разных установках ВНИИМ. Данные, полученные на парафиновом баке, всеволновом счетчике и камере деления заимствованы из работы [2]. В качестве реперного источника принят 2ЭН-100.

Таблица 2

Сравнительные характеристики относительных измерений

| Источник | Отношение значений выходов | | | | | Относительное измерение в графитовом шаре |
|----------|----------------------------|----------------------------|-----------------|--------------------|----------------|---|
| | По данным изготовителя | Метод сопутствующих частиц | Парафиновый бак | Всволновой счетчик | Камера деления | |
| 2ЭН-1000 | 11,37 ₂ | 11,49 | 10,5 | 11,9 | 11,9 | 11,96 |
| 2ЭН-500 | 6,01 ₀ | 6,10 ₂ | 5,8 | 6,0 | 5,7 | 6,16 ₂ |
| РН-115 | 2,88 ₂ | 2,90 ₀ | — | — | — | 2,94 ₄ |
| 2ЭН-100 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| 2ЭН-50 | 0,546 | 0,542 | 0,54 | 0,54 | 0,52 | 0,548 |
| 2ЭН-10 | 0,093 ₁ | 0,097 | 0,099 | 0,106 | 0,105 | 0,0997 |
| 2ЭН-1 | 0,0137 | 0,0145 | 0,0196 | 0,120 | — | 0,0140 |

ЛИТЕРАТУРА

1. Щеболев В. Т. Исследование установки ВНИИМ для нейтронных измерений (графитовая сфера). Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.

2. Фоминих В. И., Ярицина И. А. Установка для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава. Труды института Комитета, вып. 69 (129). Стандартгиз, 1962.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

IV. ИЗМЕРЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА ВНИИМ

УДК 539.165.03 : 536.62

Ю. В. ЛЫСАНОВ, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКА ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для абсолютных измерений потока энергии тормозного излучения в пучке бетатрона сконструирована и изготовлена во ВНИИМ калориметрическая установка типа КЛБ-50/1.

Одной из главных причин, настоятельно требующей применения абсолютных методов измерения тормозного излучения высоких энергий, является отсутствие достаточно достоверных данных о некоторых параметрах взаимодействия излучения с веществом (средняя энергия ионизации, отношение массовых тормозных способностей и т. д.), необходимых для вывода соотношений между измеренными ионизационными эффектами (тока, заряда) и потоком ионизирующего излучения в абсолютных единицах (ам/м^2 , дж/м^2). В знании этих величин калориметрический метод измерений не нуждается и применение его для калибровки различных ионизационных камер позволяет однозначно использовать более чувствительные и менее трудоемкие ионизационные методы.

Основы калориметрического метода известны давно и описаны в литературе [1—7]. Сущность его заключается в измерении теплового эффекта, вызванного поглощением потока энергии тормозного излучения в теле поглотителя. Повышение температуры поглотителя измеряют с помощью чувствительного термодетектора-термистора, используя зависимость $R = R_0 e^{B/T}$ сопротивления от температуры. Для приведения полученных результатов измерений к энергетическим единицам (джоуль, ватт) требуется знать чувствительность калориметра (термистора) в джоулях на ом (дж/ом).

Чувствительность калориметра определяют, вводя точно известное количество тепла в тело поглотителя и измеряя соответствующие изменения сопротивления термистора (в омах). Главная трудность калориметрических измерений заключается в необходимости обеспечить тщательную тепловую изоляцию поглотителя и измерить весьма малые изменения температуры. Так, при полном поглощении пучка тормозного излучения интенсивностью $\sim 10 \text{ ам/м}^2$ [5] температура тела поглотителя за 5 мин облучения повысится приблизительно на $10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$. Этим требованиям удовлетворяет двойной изотермический калориметр, который и выбран для установки КЛБ-50/1.

Калориметр состоит из двух идентичных поглотителей, находящихся в общей изотермической оболочке. Один из них используют в качестве рабочего, «горячего», поглотителя, а другой, «холодный», — играет роль второй изотермической оболочки.

В каждом из двух поглотителей находятся термочувствительные детекторы-термисторы, образующие при измерении два плеча моста Уитстона,

два других плеча — образцовые сопротивления. При такой мостовой схеме фиксируется разность температур «холодного» и «горячего» поглотителей и существенно снижаются требования к стабилизации температуры изотермической оболочки [1].

Установка типа КЛБ-50/1 (рис. 1) состоит из термостата, заполненного трансформаторным маслом, в котором на изоляторах из оргстекла помещена массивная латунная вакуумная камера. В камере находятся два идентичных

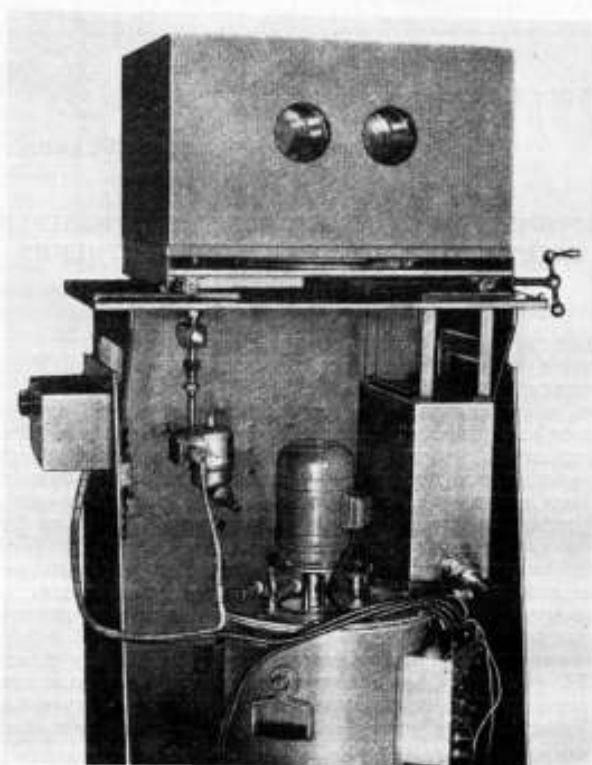


Рис. 1. Общий вид установки типа КЛБ-50/1

цилиндра-поглотителя. Термостат закреплен на подвижной платформе, позволяющей точно устанавливать калориметр в диафрагмированный пучок тормозного излучения.

Пучок вводят через окна из оргстекла. Для уменьшения влияния колебаний внешней температуры, окна перекрывают алюминиевой фольгой. В нижней части установки расположено устройство типа ТС-16 для термостатирования и подачи масла в термостат, позволяющее поддерживать температуру масла со стабильностью $\sim 10^{-2}$ °С.

Цилиндры-поглотители (диаметры 90, 75 и 50 мм, длина 75 мм) сделаны из свинца марки С-1. Диаметр цилиндра определяет естественный угловой размер пучка тормозного излучения, а его длина должна обеспечить 99% ослабления интенсивности пучка. Для уменьшения тепловых потерь цилиндры покрыты тонким слоем золота и тщательно отполированы. В каждом

цилиндре-поглотителе находится нагревательный элемент — свинцовый сердечник, диаметром 8 мм, на который намотана марганцовая проволока, диаметром 0,06 мм. Шаг намотки соответствует переходной кривой для свинца

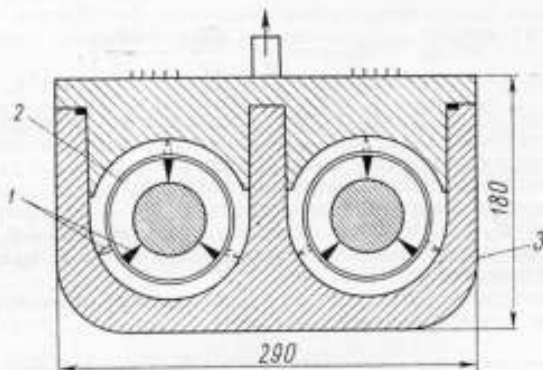


Рис. 2. Вакуумная камера калориметра

с максимальной граничной энергией 50 Мэв. Сердечник спаян в центре цилиндра сплавом Вуда, а в специальных отверстиях в теле цилиндра тем же сплавом спаяны термисторы типа ММТ-1. Такой способ крепления обеспечивает надежный тепловой контакт. Положение термисторов подобрано экспериментально по минимуму температурной задержки.

Поглощающие цилиндры помещены на фторопластовых изоляторах в отражательные цилиндры из латуни, снижающие тепловые потери. Они хромированы, никелированы и отполированы до зеркального блеска. Покоятся отражательные цилиндры в цилиндрических пазах латунной вакуумной камеры (рис. 2). Площадь контакта изоляторов с поверхностями поглощающих цилиндров 2 и камеры 1 минимальна. Внешние и внутренние поверхности вакуумной камеры хромированы, никелированы и отполированы до зеркального блеска. При работе в камере поддерживают вакуум приблизительно 10^{-4} мм рт. ст. Чтобы определить чувствительность калориметра, его калибруют, вводя известное количество тепла в поглощающий цилиндр 2 и измеряя соответствующее изменение сопротивления термистора (в омах). Для этого подключают нагревательный элемент к батарее. Значение тока определяют по падению напряжения на образцовом сопротивлении в 100 ом, включенном последовательно с нагревателем на потенциометре Р-331.

Сопротивление нагревательной катушки определено с погрешностью ~ 0,01%. Время нагревания фиксируют секундомером. При условии по-

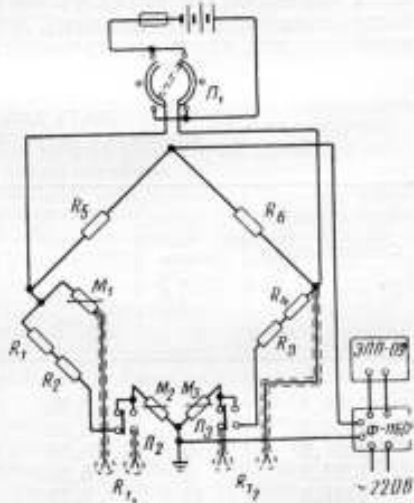


Рис. 3. Принципиальная схема измерения относительного изменения сопротивления термистора

стоянства вводимой мощности истинное значение изменения сопротивления $\Delta R_{\text{ист}}$ термистора, соответствующее истинному изменению температуры поглотителя, определяют из выражения

$$\Delta R_{\text{ист}} = \Delta R_{\text{изм}} - \frac{t}{2} \left(\frac{dR_1}{dt} + \frac{dR_2}{dt} \right),$$

где dR_1/dt и dR_2/dt — температурный ход до и после выключения нагрева; t — время нагрева; $\Delta R_{\text{изм}}$ — изменение сопротивления, соответствующее введеному количеству тепла (фиксируется мостовой схемой, рис. 3).

Для балансировки моста и измерения номинального значения термистора в схему включены магазины сопротивлений $M_1 - M_2$, соответствующие переключатели $P_1 - P_2$ и образцовые сопротивления $R_1 - R_4$. В качестве нуль-индикатора применен микровольтамперметр Ф-116/2, выход с которого подается на самописец ЭПП-09.

Все измерительное устройство, за исключением самописца, смонтировано в специальном измерительном пульте типа ПИБА-50/1. Монтаж выполнен симметрично.

Энергия, выделяемая в поглощающем цилиндре при калибровке за время Δt , примерно равна поглощенной в нем за тот же промежуток времени Δt энергии тормозного излучения.

Как видно из таблицы, в которой представлены результаты калибровки, экспериментальные и расчетные значения чувствительности калориметра согласованы. Это говорит о правильности найденного значения чувствительности и всех операций, связанных с измерением малых приращений температур. Чувствительность калориметрической установки позволяет измерять поток энергии тормозного излучения бетатрона с интенсивностью на поверхности поглотителя ~ 10 *мквт/см²*. Это обеспечивает возможность калибровки ионизационных камер при граничных энергиях спектра $\sim 15-50$ Мэв.

Чувствительность калориметра при различных значениях сопротивления термистора

| Сопротивление термистора, R_x , ом | Число измерений, n | Чувствительность калориметра, <i>дж/ом</i> | | Среднее квадратическое отклонение $\chi_{\text{эксп}}$ от среднего, % | Отношение $\chi_{\text{эксп}}/\chi_{\text{расч}}$ |
|--------------------------------------|----------------------|--|--|---|---|
| | | расчетная, $\chi_{\text{расч}} \cdot 10^2$ | экспериментальная, $\chi_{\text{эксп}} \cdot 10^2$ | | |
| 1386,4 | 14 | 5,89 | 5,74 | 0,8 | 0,974 |
| 1364,7 | 7 | 5,80 | 5,63 | 1,8 | 0,971 |
| 1321,6 | 9 | 5,58 | 5,59 | 1,0 | 1,002 |
| 1323,5 | 9 | 5,59 | 5,81 | 0,8 | 1,004 |
| 1447,0 | 10 | 6,19 | 6,18 | 0,5 | 0,998 |
| 1343,0 | 13 | 5,67 | 5,76 | 0,7 | 1,016 |
| 1312,0 | 10 | 5,54 | 5,66 | 1,0 | 1,022 |
| 1253,0 | 16 | 5,22 | 5,16 | 1,0 | 0,988 |
| 1274,0 | 6 | 5,32 | 5,52 | 0,9 | 1,038 |
| 1278,0 | 10 | 5,34 | 5,48 | 0,8 | 1,026 |
| 1316,0 | 15 | 5,52 | 5,57 | 0,6 | 1,009 |
| 1288,0 | 15 | 5,40 | 5,46 | 0,8 | 1,011 |
| 1236,0 | 4 | 5,11 | 5,31 | 1,6 | 1,039 |
| 1216,5 | 4 | 5,01 | 5,19 | 1,0 | 1,032 |

ЛИТЕРАТУРА

1. «Раднационная дозиметрия» под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелля, гл. 9. Изд-во иностр. лит., 1958.
2. Круглов С. П. Сравнение калориметрических и ионизационных измерений потока энергии γ -лучей от синхротрона. ЖЭТФ, 1957, т. 33, стр. 1066.
3. Круглов С. П. Калориметрические измерения потока энергии γ -лучей от синхротрона. ЖТФ, 1958, т. XXVIII, стр. 2310.
4. Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. Атомиздат, 1964.
5. Виллевалде Н. Д. и др. Бетатронная установка ВНИИМ на 50 Мэв. ПТЭ, 1965, № 1.
6. John Pruitt S., Domen Steve R. J. of Research, NBS, 1962, v. 66A, N 5, Sept.—Oct.
7. White A. G. J. Sci. Instr., 1956, v. 33, N 6, p. 230.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.165.03.08

Г. В. АБРАМОВ, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЯ ПРИБОРОВ ТИПА «КВАНТОМЕТР» ДЛЯ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 1—50 Мэв

Применение электронных ускорителей в технике и медицине невозможно без знания дозиметрических характеристик пучков тормозного излучения высоких энергий: интенсивности, полного потока энергии, поглощенной дозы в различных материалах, облучаемых этими пучками.

Первоначально для этой цели применяли традиционные приборы ядерной физики — ионизационную камеру или калориметр. С помощью калориметра (абсолютного прибора) потока энергии пучка фотонов измеряют с хорошей точностью — до нескольких процентов, однако длительность и тщательность каждого измерения, а также сложность изготовления прибора создают известные трудности при работе с калориметром.

Ионизационная камера (относительный прибор), как правило градуированная по калориметру, обладает существенным недостатком — ее чувствительность зависит от граничной энергии $E_{\text{пгх}}$ и формы спектра тормозного излучения.

Предложенный Вильсоном [1] новый прибор — квантометр положил начало определенному типу приборов для измерения упомянутых дозиметрических характеристик пучков тормозного излучения. Этот прибор обладает преимуществами ионизационной камеры (высокой чувствительностью и простотой в обращении) и одновременно — это абсолютный прибор, его чувствительность можно рассчитать с точностью до нескольких процентов. Указанные преимущества были использованы при конструировании квантометра — многопластинчатой ионизационной камеры, основанной на методе переходных кривых [2]. Переходная кривая (сокращенно — п. к.) показывает зависимость ионизации в малой полости — щели от положения этой полости по глубине в облучаемом материале (рис. 1). Как правило, переходная кривая — плавная, с максимумом и почти экспоненциальным «хвостом». Практически кривую получают при последовательном измерении ионизационного тока i в плоскопараллельной ионизационной камере, помещаемой

за все увеличивающимся слоем вещества t , облучаемым пучком излучения. При полном поглощении этого пучка в облучаемом веществе площадь $\Pi_{\text{точн}}$ под п. к., согласно принципу Брегга—Грея, должна быть пропорциональна полному потоку падающей энергии Φ :

$$\Phi = \bar{\epsilon} \bar{\rho} \frac{d_z}{d_{\text{газ}}} \Pi_{\text{точн}}; \quad (1)$$

$$\Pi_{\text{точн}} = \int_0^{\infty} i(t) dt, \quad (2)$$

где $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия ионизации; $\bar{\rho}$ — отношение массовых ионизационных потерь dE/dx в материале и газе щели, усредненное по действующему спектру электронов $N(E)$:

$$\bar{\rho} = \frac{\int_0^{E_{\text{max}}} \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_z / \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{газ}} \right] N(E) dE}{\int_0^{E_{\text{max}}} N(E) dE}; \quad (3)$$

d_z , $d_{\text{газ}}$ — плотность вещества и газа, соответственно; $i(t)$ — ток ионизации в малой полости в веществе на глубине t см.

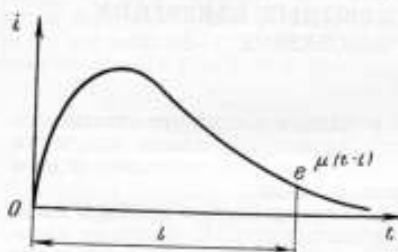
Чувствительность прибора можно представить как

$$S = \frac{i(t)}{\Phi} = \frac{K}{\bar{\epsilon} \bar{\rho}}, \quad (4)$$

где K — некоторый конструктивный параметр квантометра.

Большинство величин, входящих в выражение (4), можно определить экспериментально, либо они представляют собой хорошо известные физические константы. Для вычисления чувствительности прибора только значение $\bar{\rho}$ должно быть рассчитано теоретически. Как следует из формулы (3), для этого надо знать ионизационные потери электронов (на e/cm^2) для широкого диапазона энергий в материале квантометра и в газе, его наполняющем, а также действующий спектр электронов. Ионизационные потери dE/dx ($M\text{эв}/(e \cdot \text{см}^{-2})$) с учетом эффекта плотности подсчитывают по формуле Бете—Блоха

Рис. 1. Переходная кривая в меди



формулы (3), для этого надо знать ионизационные потери электронов (на e/cm^2) для широкого диапазона энергий в материале квантометра и в газе, его наполняющем, а также действующий спектр электронов. Ионизационные потери dE/dx ($M\text{эв}/(e \cdot \text{см}^{-2})$) с учетом эффекта плотности подсчитывают по формуле Бете—Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n e^4}{m v^2} \left\{ \ln \frac{m v^2 T_e}{2 I (1 - \beta^2)} - [2(1 - \beta^2)^{1/2} - 1 + \beta^2] \ln 2 - \right. \\ \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} [1 - (1 - \beta^2)^{1/2}] - \delta \right\}, \quad (5)$$

где n — число атомов в 1 см^3 ; e , m , v — заряд, масса и скорость электрона; T_e — кинетическая энергия электрона в единицах $m c^2$; I — средний потенциал ионизации атомов среды; $\beta = v/c$ (c — скорость света); δ — поправка на эффект плотности, связанный с поляризацией среды.

Эта формула, как показано в работах [3, 4], для малых энергий электронов ($\beta < 1$) имеет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left[\beta + 0,69 + 2 \ln \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) - 2\beta^2 - \delta \right], \quad (6)$$

а для больших энергий ($\beta \approx 1$)

$$-\frac{dE}{dx} = A \left[B - 1,4 + 3 \ln \frac{p}{mc} - \delta \right], \quad (6')$$

где A и B — постоянные, которые определяют следующим образом:

$$A = \frac{2\pi n z^2 e^4}{mc^2}, \quad (7)$$

$$B = \frac{mc^2 (10^8 \text{ эв})}{I^2}; \quad (7')$$

$p = \frac{m\dot{\gamma}}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — импульс электрона.

Значения B и δ зависят от значения ионизационного потенциала.

Величину δ можно выразить с помощью соотношений:

$$\delta = 4,606X + C + a(X_1 - X)^2, \quad (8)$$

если ($X_0 < X < X_1$);

$$\delta = 4,606X + C, \quad (8')$$

если ($X > X_1$).

$$\text{Здесь } X = \lg \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

X_0, X_1 — некоторые значения X , зависящие от выбора вещества: при $X_0 < X$ поправка $\delta = 0$, а при $X_1 > X$ справедливо выражение (8). В области $X > X_1$ ионизационные потери, как показал Ферми [5], уже не зависят от потенциала ионизации I .

Величины a, Ω и C — константы, зависящие только от выбора вещества и принятого значения I .

Из всех величин, входящих в формулу (6) для ионизационных потерь, средний потенциал ионизации I является единственной величиной, которую нельзя рассчитать на основе современной теории атомных оболочек, и поэтому ее выбирают из имеющихся экспериментальных данных, которые нередко отличаются друг от друга на 20%.

Для интересующих нас шести значений постоянных, используемых при расчете ионизационных потерь, приведены в табл. 1. На рис. 2 даны результаты расчетов dE/dx для области энергий 0,5 — 100 Мэв, а на рис. 3 — график тормозных способностей графита, алюминия, меди и свинца относительно воздуха.

Как упоминалось выше, для расчета $\bar{\gamma}$ необходимо знать еще спектры электронов $N(E, t)$ в различных материалах при $E_{\text{max}} = 50 \text{ Мэв}$. О спектрах вторичных электронов даже в области малых энергий [8, 9] и, тем более,

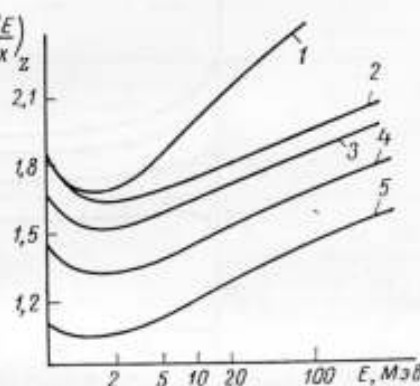


Рис. 2. Ионизационные потери dE/dx в различных элементах

1 — воздух, 2 — углерод, 3 — алюминий, 4 — медь, 5 — свинец

в области высоких энергий имеется очень мало экспериментальных данных, поэтому приходится руководствоваться только теоретическими данными. Расчет спектра $N(E, t)$ существенным образом зависит от энергии γ -излучения и вещества, в котором необходимо знать этот спектр. Когда энергия фотонов меньше критической энергии $E_{\text{крит}}$ для данного вещества ($E_{\text{крит}}$ равна: 21,5 Мэв для Си; 6,9 Мэв для Рь; 47 Мэв для Аl, 103 Мэв для С; 83 Мэв для воздуха), спектр электронов, определяемый их замедлением в среде, можно получить, исходя из значений дифференциальных сечений основных процессов взаимодействия и полных линейных потерь энергии электронами. Численный метод расчета таких спектров, учитывающий ослабление падающего излучения веществом и вторичный комптон-эффект, разработан [10].

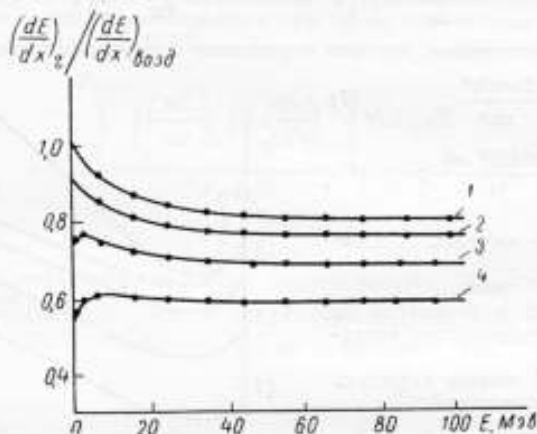


Рис. 3. Тормозные способности различных элементов относительно воздуха

1 — графит, 2 — алюминий, 3 — медь, 4 — свинец

Если энергия падающих фотонов выше критической, энергетическое распределение электронов обуславливается развивающимися в веществе каскадными процессами.

Наиболее общей характеристикой спектра электронов может служить «равновесный», т. е. проинтегрированный по всей толщине материала спектр

Таблица 1

| Вещество | Потенциал I_0 , эв | | A , Мэв/(г·см ²) | B | C | a | α | X_0 |
|----------|----------------------|------|--------------------------------|-------|-------|-------|----------|-------|
| | 161 | 171 | | | | | | |
| Воздух | 94 | 86,8 | 0,0768 | 17,89 | 10,70 | 0,126 | 3,72 | 4 |
| С | 78 | — | 0,0768 | 18,25 | 3,18 | 0,509 | 2,67 | 2 |
| Al | 166 | 163 | 0,0740 | 16,73 | 4,25 | 0,11 | 3,34 | 3 |
| Си | 371 | 314 | 0,0701 | 15,13 | 4,71 | 0,118 | 3,38 | 3 |
| Рь | 1070 | 826 | 0,0608 | 13,01 | 6,73 | 0,054 | 3,52 | 4 |

каскадных электронов, даваемый аналитическим выражением Тамма—Беленького [11], которое с хорошей точностью (~ 4%) справедливо как для легких, так и для тяжелых частиц, начиная с частиц с энергией 2—3 Мэв. После того как вычислены энергетическое распределение электронов $N(E)$ и их ионизационные потери dE/dx в твердом веществе и в газе при различных энергиях, значения $\bar{\rho}$ определяют путем численного интегрирования по формуле

$$\bar{\rho} = \frac{\int_0^{E_0} \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_z / \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{газ}} \right] N(E) dE}{\int_0^{E_0} N(E) dE} \quad (3')$$

Результат этого интегрирования приведен в табл. 2.

Таблица 2

| Спектр электронов | Отношение массовых ионизационных потерь $\bar{\rho}$ | | | | Автор |
|--------------------------|--|--------------|--------------|--------------|-----------------------------|
| | Графит | Алюминий | Медь | Свинец | |
| По Тамму—Беленькому [11] | 0,89 0,91 | 0,85 0,84 | 0,75 0,74 | 0,59 0,57 | Серге [12] Колдуэлл [13] |
| «Равновесный» | 0,91 | 0,84 | 0,74 | 0,56 | Колдуэлл [14] |

Примечание. Колдуэлл [13]: для Al — потенциал $I_{Al} = 163$ эв, для тяжелых элементов $I = 13Z \div 14Z$.

Серге [12]: для Al потенциал $I_{Al} = 148$ эв, для тяжелых элементов $I = 9Z \div 10Z$.

Здесь Z — порядковый номер элемента.

Рассмотрим теперь более подробно возможности измерения площади $\Pi_{\text{точн}}$ под переходной кривой. Нетрудно видеть, что эту площадь можно представить как сумму двух площадей:

$$\Pi_{\text{точн}} = \Pi_0 + \Pi_l, \quad (9)$$

где Π_0 — площадь под основной частью п. к.; Π_l — «под хвостом».

Начиная с некоторой глубины вещества $l = l$ зависимость тока ионизации носит экспоненциальный характер, и площадь «под хвостом» определяется аналитически как

$$\Pi_l = \int_l^{\infty} i(t) dt = i_l \int_l^{\infty} e^{-\mu(t-l)} dt = \frac{i_l}{\mu}, \quad (10)$$

где i_l — ток на глубине $l = l$; μ — минимальное значение коэффициента поглощения γ -квантов в данном веществе.

Площадь под основной частью п. к. до глубины $l = l$, вид которой нам не известен, можно вычислить приближенным интегрированием с помощью выбранной той или иной квадратурной формулы (см., например, работу [15]):

$$\Pi_0 = \int_0^l i(t) dt = \sum_{k=1}^n B_k^{(n)} i(t_k), \quad (11)$$

где $B_k^{(n)}$ — интерполяционные коэффициенты (веса формулы); t_k — узлы интегрирования.

В основу конструкции квантометра положена идея определения площади под п. к. с помощью выбранной квадратурной формулы в одном акте измерения. Для этого зазоры в многопластинчатой ионизационной камере расположены в соответствии с узлами квадратурной формулы, а ширина зазоров пропорциональна весам этой формулы. Суммарный ионизационный ток (или заряд) J , собранный из всех зазоров квантометра, будет пропорционален площади Π_0 :

$$J = \sum_{k=1}^n a_k i(t_k). \quad (12)$$

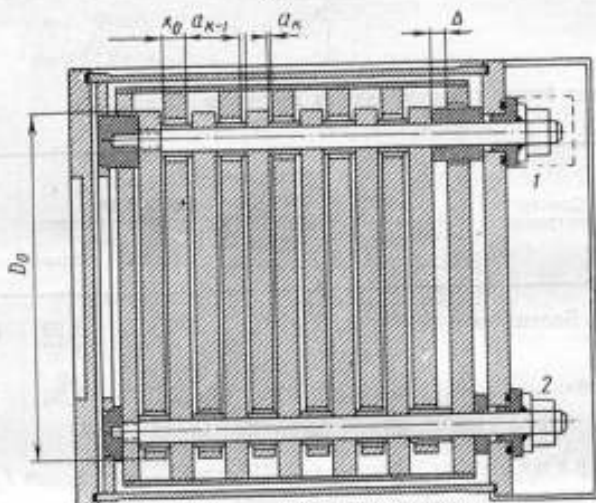


Рис. 4. Принципиальная схема квантометров
1 — собирающий, 2 — высоковольтный электроды

Если a_k — ширина k -го зазора, $a_k i$ — ионизационный ток в зазоре k , тогда для выполнения пропорциональности между Π_0 и J необходимо, чтобы

$$\frac{J}{\Pi_0} = \frac{a_1}{B_1^{(n)}} = \frac{a_2}{B_2^{(n)}} = \dots = \frac{a_k}{B_k^{(n)}} = \frac{a_n}{B_n^{(n)}}. \quad (13)$$

или

$$J = \Pi_0 \frac{a_k}{B_k^{(n)}}. \quad (13')$$

Выбрав один зазор, например минимальный, все остальные зазоры можно получить из соотношения (13'). Чтобы учесть площадь Π_l под экспоненциальным хвостом п. к., следует поместить на глубине l дополнительный зазор a_l . Здесь собирается ионизационный ток $J_l = a_l i_l$, причем для сохранения пропорциональности (13) между ионизационным током и площадью под кривой должно быть выполнено соотношение

$$\frac{J}{\Pi_l} = \frac{a_l i_l}{i_l l^k} = a_l l^k = \frac{a_k}{B_k^{(n)}}, \quad (14)$$

$$a_l = \frac{a_k}{\mu B_k^{(n)}}. \quad (14')$$



Рис. 5. Внешний вид квантометра типа УК-50/1

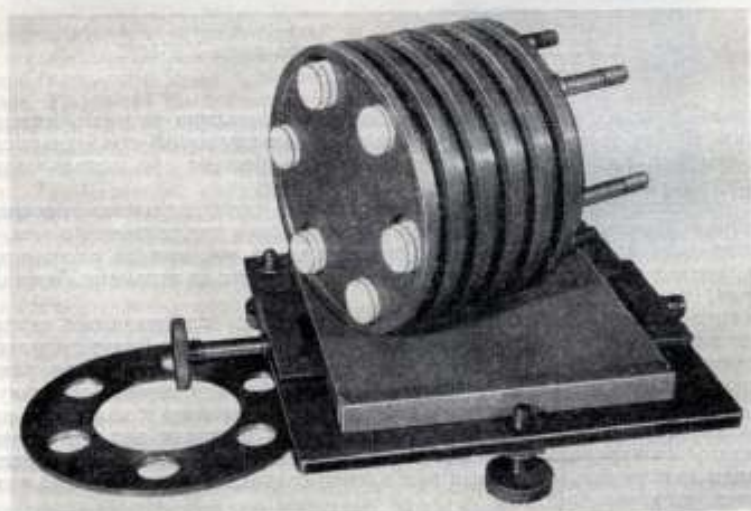


Рис. 6. Внутреннее устройство квантометра типа УК-50/1

Габариты квантометра (число, толщина и размер пластин) по условию Брега—Грея должны обеспечить полное поглощение пучка, но, принимая во внимание экспоненциальный закон ослабления по глубине и радиусу первичного падающего γ -излучения, эти размеры можно уменьшить, создав дополнительный зазор в «хвостовой» части прибора и окружив квантометр концентрическим кольцевым зазором. Конструкция прибора может быть различной в зависимости от примененной формулы приближенного интегрирования.

Квадратуру первого участка переходной кривой Π_0 можно осуществить с помощью относительно простых формул трапеций или формулы Симпсона по равноотстоящим ординатам или с помощью более сложных формул

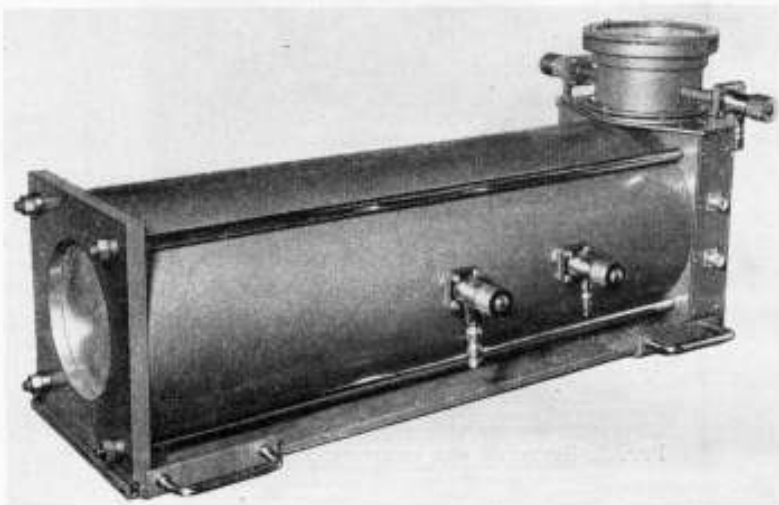


Рис. 7. Внешний вид квантометра типа УК-50/2

Ньютона—Котеса, Чебышева, Гаусса, дающих большую точность интегрирования. Выбор узловых точек (и интервалов между ними) при одинаковом числе ординат дает наиболее высокую точность расчета при использовании квадратуры Гаусса.

В качестве узловых точек выбирают нули ортогонального множества полиномов Лежандра. Преимущества такого выбора заключаются в том, что эффективность k неравноотстоящих ординат такая же, как $2k$ равноотстоящих и, кроме того, сходимость ряда при интерполяции полиномами Лежандра хорошая.

Для построения квантометра в интересующем нас диапазоне энергий следует вначале выбрать материал поглотителя, из которого будут выполнены пластины-электроды, оценить необходимую полную толщину всего пакета из используемого материала для «полного» поглощения тормозного излучения с данной максимальной энергией. Весьма полезно знать и ход п. к. в этом материале, ибо основная ошибка в определении площади под ней связана с неточным интегрированием начального участка п. к., характеризующегося наличием максимума, в то время как плавно спадающая часть кривой интегрируется удовлетворительно.

Следующий этап при построении квантометра — выбор той или иной квадратурной формулы. В наиболее ранних конструкциях (квантометр Вильсона) использована формула Симпсона, а сам прибор состоял из чет-

ного числа пластин равной толщины, причем нечетные зазоры были вдвое шире четных.

На рис. 4 приведена принципиальная схема и даны основные параметры квантометра: зазор $a_{k-1} = 2$ мм, толщина пластины $x_0 = 10$ мм, диаметр блока пластин $D_0 = 178$ мм, число пластин 12. Эти параметры совпадали с аналогичными параметрами медного квантометра, описанного в работе [1], что давало возможность сравнивать результаты калибровки квантометра в диапазоне до 50 Мэв с результатами при более высоких энергиях, получаемых от ускорителей 85 и 300 Мэв.

Во ВНИИМ созданы и исследуются квантометры типов УК-50/1 и УК-50/2. Квантометр типа УК-50/1 изготовлен из меди марки М-1 (рис. 5 и 6). Применение в качестве электродов меди обеспечивает сравнительную компактность прибора, а чистота состава (медь марки М-1, где примесей менее 0,5%) важна для расчета постоянной прибора.

Квантометр типа УК-50/2 (рис. 7 и 8) состоит из двух комплектов пластин-электродов: алюминиевых (марки А-1) и полиэтиленовых с графитовым проводящим слоем. По выбору экспериментатора они могут быть помещены в одном кожухе.

Применение для поглощающих пластин-электродов вещества со столь малым порядковым номером (алюминий $Z = 13$, полиэтилен $Z_{эф} \sim 6$) по сравнению с медью ($Z = 29$), использованной авторами работ [17, 18], имеет несомненные преимущества. Единственное неудобство при этом представляет большое число поглощающих пластин (например, в квантометре «полного поглощения»). При полном поглощении пучка излучения энергия, переданная поглотителю, служит непосредственной мерой полного потока энергии.

Чтобы выбрать разумное число поглощающих пластин в квантометре из алюминия и, таким образом, полную толщину поглотителя, следует рассмотреть п. к. в алюминии в интересующем нас диапазоне энергий. На рис. 9 приведены кривые для граничных энергий 25, 40, 50 Мэв.

Поскольку коэффициент поглощения для А1 примерно соответствует показателю экспоненты, по которому происходит спад указанных п. к., и имеет минимум в диапазоне энергий 20 Мэв [7], то в приборе УК-50/2 полная толщина поглотителя выбрана равной 60 см с тем, чтобы интенсивность прошедшего первичного излучения была менее 3%.



Рис. 8. Внутреннее устройство квантометра типа УК-50/2

Значение постоянной K калировки квантометра

| Газ-наполнитель | Плотность d газ, г/см ³ | Средняя энергия ионизирующей частицы | Среднее отношение ионизационных потерь $\bar{\eta}$ [13] | Расчет | | $K \times 10^6$ МэВ/г | | | | |
|-----------------|--|---|--|--------|------|-----------------------|----------------|-------------|--------------|--------------|
| | | | | [12] | [15] | Ошибка, % | Эксперимент | | | |
| | | | | | | | 85 МэВ [17] | 300 МэВ [1] | Ошибка, % | Ошибка, % |
| Воздух Аргон | 1,205 | 34 | 0,744 | 7,81 | 7,74 | 2 | 7,62 | 1,1 | — | |
| | 1,749 | 25,5 | 0,9 | 4,72 | 4,8 | 1,8 | 4,76 | 1,1 | 4,55 | |
| | | | | | | | | | | 5 |

Даже хорошо коллимированный пучок первичного тормозного излучения, падающий перпендикулярно плоскости поглощающих пластин квантометра, пройдя через толщу пакета всех 60 пластин в 1 см каждая, будет значительно расходиться. Для того чтобы оценить необходимые поперечные размеры камеры, следует рассмотреть многократное рассеяние фотонов и поперечное распространение вторичных δ -электронов, выбиваемых из алюминиевых электродов камеры в поперечном направлении. Эту задачу трудно разрешить в общем виде для тормозного спектра, падающего на пакет поглощающих пластин. Рассматривая задачу для узкого пучка фотонов, падающих параллельно на рассеивающую пластину-электрод, можно оценить среднее значение квадрата угла отклонения $\bar{\theta}^2$ вторичных электронов от оси пучка (точнее, его проекцию на плоскость, переходящую через ось камеры) по формуле Россси [20]:

$$\bar{\theta}^2 = \left(\frac{21}{\rho \lambda} \right)^2 \frac{1}{L_0}, \quad (15)$$

где L_0 — радиационная длина (для Al длина $L_0 = 24,1$ г/см² или 9,1 см).

Тогда для интересующей нас области энергий $E_{\text{max}} = 50$ МэВ угол отклонения $\bar{\theta}$ составляет 12° , а диаметр пластин при общей толщине пакета 60 см будет 22 см. Поскольку в квантометре конечных размеров приходится учитывать утечки рассеянных фотонов, чтобы не занижить значение измеряемого потока энергии, следует увеличить измеряемый ток камеры на величину, определяемую упомянутыми утечками. Для этого достаточно окружить блок пластин ограниченного диаметра D_0 цилиндрической камерой с внутренним радиусом $r_0 = D_0/2$ и внешним $r_0 + \Delta^*$, причем зазор Δ^* выбрать таким, чтобы ток I_i в этой добавочной камере равнялся

$$\Delta I = \int_0^{\Delta^*} i_{r0} e^{-\mu(r-r_0)} dr = \frac{i_{r0}}{\mu}. \quad (16)$$

Для квантометра с алюминиевыми электродами зазор $\Delta^* = 20$ мм.

Таким образом, параметры прибора УК-50/2 следующие: $x_0 = 10$ мм, $a_{k-1} = 2$ мм, $D_0 = 200$ мм, число пластин 60.

Результаты вычисления значения постоянной калировки квантометра K , равной обратной величине его чувствительности S , приведены в табл. 3. Все результаты даны для поглотителя — меди, в качестве газа-наполнителя использованы воздух при 20° С и 760 мм рт. ст. и аргон при 20° С и 800 мм рт. ст. Из таблицы видно, что в расчете постоянной

ошибка составляет 2%, однако она может быть и больше, так как реальный спектр тормозного излучения от ускорителя может существенно отличаться от расчетного.

Во ВНИИМ рассчитана и экспериментально получена с использованием специального коллимирующего устройства постоянная квантометра типа

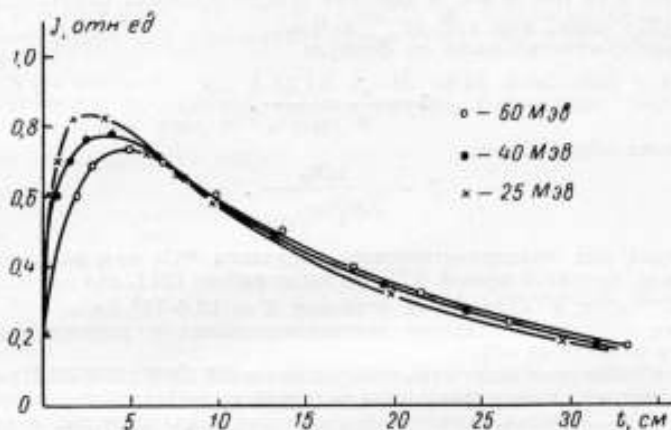


Рис. 9. Переходная кривая в алюминии для различных энергий

t — толщина алюминиевого поглотителя

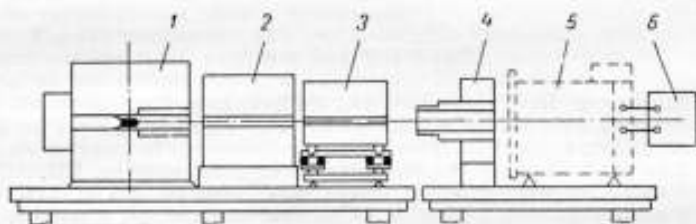


Рис. 10. Схема диафрагмирования пучка излучения ^{60}Co при измерениях с квантометрами

1 — свинцовый контейнер с источником, 2 — ограничивающая диафрагма, 3 — калибровочная диафрагма, 4 — дополнительная диафрагма для экранирования от излучения, прошедшего через край калибровочной диафрагмы, 5 — градуируемый квантометр, 6 — измерительное устройство эталонной установки

УК-50/1 в пучке монохроматического излучения ^{60}Co известной мощности дозы. При этом ионизационный ток, образованный в квантометре, поступает по коаксиальному кабелю на измерительный пульт образцовой установки для измерения γ -лучей с энергией квантов от 0,25 до 3 Мэв. Схема диафрагмирования пучка γ -излучения видна на рис. 10.

Пучок γ -излучения на выходе диафрагмирующего устройства имел диаметр 20 мм. Мощность дозы от используемого источника ^{60}Co на расстоянии 1 м от его центра составляла (с точностью 2—3%) 1755 мкр/сек.

Ток ионизации, измеренный с помощью компенсационной схемы по Таунсенду, составлял $3,54 \cdot 10^{-12}$ а. После приведения к нормальным условиям (давление 760 мм рт. ст. и температура 20° С) скорректированное значение тока в квантometре $J_{\text{корр}} = 3,43 \cdot 10^{-12}$ а.

Тогда постоянная калибровки $K = \Phi/J_{\text{корр}} = 13,1 \cdot 10^5$ дж/к, что соответствует $8,19 \cdot 10^{18}$ Мэв/к, а значение чувствительности квантometра $S = -7,63 \cdot 10^{-7}$ к/дж, или $1,09 \cdot 10^{-19}$ к/Мэв.

Расчет чувствительности по формуле

$$S = \frac{J}{\Phi} = \frac{\bar{a}}{\epsilon_r \chi_0},$$

или в более общей форме

$$S = \frac{a_k \Pi_0}{\epsilon_r B_z^{(n)} \Pi_{\text{точн}}}, \quad (17)$$

проведенный для монохроматического излучения ^{60}Co при использовании величины μ , принятой равной 0,75, согласно работе [21], дал значение $S = -7,9 \cdot 10^{-7}$ к/дж и обратную ей величину $K = 12,6 \cdot 10^5$ дж/к.

Таким образом, совпадение экспериментальных и расчетных данных находится в пределах 4%.

Кроме описанных выше квантometров типов УК-50/1 и УК-50/2, работающих на принципе интегрирования переходной кривой с помощью обыкновенной формулы Симпсона, перспективно применять квантometры, в которых используют комбинации формул приближенного интегрирования (например на начальном участке — формулу Симпсона, на конечном — формулу Гаусса), или менять в формуле шаг (на начальном участке — толщина пластины вдвое меньше), т. е. применять дважды формулу Симпсона (такой квантometр получил название «тандем» [16]). Наиболее заманчиво использование квадратуры Гаусса (Гаусс-квантometр). Квантometры всех этих типов также сконструированы во ВНИИМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson R. R. Nucl. Instr., 1957, v. 1, p. 101.
2. Blocker W., Kenney R. M., Panofsky W. K. H. Phys. Rev., 1950, v. 79, p. 419.
3. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 851.
4. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 1956, v. 103, p. 511.
5. Fermi E. Phys. Rev., v. 56, p. 1242; 1940, v. 57, p. 485.
6. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 137.
7. Berger M. I., Selzer S. M. NASA, SP-3012, Washington, 1964.
8. Stearn R. L., Cregs E. Phys. Rev., 1956, v. 102, p. 1.
9. Аглинцев К. К., Митрофанов В. В., Смирнов В. В. О действующих электронных спектрах и ионизационных камерах. «Атомная энергия», 1967, т. II, № 66.
10. Cormack D. V., Johns H. E. Brit. J. Radiol., 1954, v. 25, p. 369.
11. Richards A., Nordheim L. W. Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 1106.
12. Bakker G., Segre E. Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 489.
13. Caldwell D. O. Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 291.
14. Тамм J., Belenky S. J. Phys. USSR, 1939, v. 1, p. 177; Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. Гостехиздат, 1948.
15. Ланцони К. Практические методы прикладного анализа. Физматгиз, 1961.

16. Комар А. П., Круглов С. П., Лопатин И. В., Мусс К. Ф. Квантометр с постоянной чувствительностью для гамма-излучения с энергией выше 15 Мэв. ДАН СССР, 1966, т. 167, стр. 785.

17. Комар А. П., Круглов С. П. Квантометр для измерения потока энергии тормозного излучения от бетатронов и синхротронов и его исследование при $E_{\gamma \text{ макс}} < 100 \text{ Мэв}$. ЖТФ, 1960, т. XXX, в. 11.

18. Круглов С. П., Лопатин И. В. Экстраполяционная ионизационная камера для измерений с гамма-лучами большой энергии. ПТЭ, 1964, № 1.

19. Spencer L. V., Attix F. H. «Rad. Res», 1955, v. 3, p. 239.

20. Росси Б. Частицы высоких энергий. Гостехиздат, 1955.

21. «Handbook», 1961, N 79, NBS.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 621.384.664

В. В. СКОТНИКОВ, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТОЛЩИНЫ МИШЕНИ ПО УГЛОВОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В большинстве работ по измерениям параметров пучка тормозных фотонов интегральными приборами необходимо знать распределение фотонов по энергиям. Измерение спектра фотонов — задача весьма трудоемкая, поэтому обычно полагают, что спектр можно описать формулой Шиффа [1], которую, строго говоря, можно использовать только для бесконечно тонкой мишени. Оценка показывает [2], что в качестве нее можно принять мишень толщиной меньше 0,001 радиационной длины (рад. дл.). (Если мишень танталовая, то это соответствует $\sim 0,004 \text{ м.м.}$) Мишень такой толщины очень трудно изготовить и использовать в циклическом ускорителе типа бетатрона.

Кроме того, следует учесть, что в бетатроне при сбросе электроны движутся по спирали со сравнительно небольшим шагом, в частности в бетатроне ВНИИМ шаг свертывания при энергии ускоренных электронов 50 Мэв составляет 0,06 м.м. Следовательно, вначале пучок тормозится на краях мишени, что может приводить к изменению массы тормозящего вещества, через которое проходит пучок электронов, по сравнению с массой, определенной с учетом толщины мишени. В работе [3] показано, что эффективная толщина мишени может в несколько раз (в 6—8) отличаться от геометрической. Таким образом, в каждом отдельном случае необходимо оценить эффективную толщину мишени. Для этого были использованы результаты измерения углового распределения интенсивности и зависимость

$$I(\theta)/I(0) = f\{(E\theta)^2, t\},$$

даваемая формулой [4]

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{-Ei\{- (E\theta)^2 \ln(183Z^{-1/3})/1510,8t\} + Ei\{- (E\theta)^2/1,787\mu^2\}}{\ln\{1510,8t/\mu^2 \ln(183Z^{-1/3})\} - 0,5772} \quad (*)$$

где $I(\theta)$ и $I(0)$ — интенсивность тормозного излучения под углом θ и 0 соответственно; θ — угол, образованный данным направлением и направлением на максимум интенсивности, рад; E — энергия электронов, Мэв; μ — энергия покоя электрона, Мэв; t — толщина мишени, рад. дл.; Z — порядковый номер ядра мишени.

Формула (*), как показано в работе [4], хорошо описывает угловое распределение интенсивности тормозного излучения для всех углов и мишеней с толщиной от 10^{-3} до 10^{-1} рад. дл.

Метод измерения эффективной толщины мишени следующий: измеряют угловое распределение интенсивности и определяют значение $(E\theta)_{1/2}$ на уровне $1/2I(0)$, найденное значение $(E\theta)_{1/2}$ однозначно определяет, согласно формуле (*), толщину мишени. Подставляя экспериментальное значение $(E\theta)_{1/2}$ в формулу (*), находят соответствующую эффективную толщину мишени.

Описание эксперимента

В мишени бетатрона, установленной на радиусе, меньшем радиуса равновесной орбиты, образуется тормозное излучение. Энергию ускоренных электронов можно изменять в пределах 25 — 50 Мэв. В конце цикла ускорения электроны сбрасывают на мишень при подаче импульса тока в обмотку сброса. С момента включения сброса электроны начинают приближаться к краю мишени. Шаг спирали зависит как от тока сброса, так и от энергии ускоренных электронов. При заданном токе сброса шаг спирали уменьшается с увеличением энергии ускоренных электронов. Фотоны генерируются в танталовой мишени размером 2×10 мм и толщиной 0,1 мм (0,025 рад. дл.). Пучок фотонов проходит стенку фарфоровой вакуумной камеры толщиной 8 мм, и через окно в защитной стене попадает в экспериментальный зал. Расположение аппаратуры показано на рис. 1.

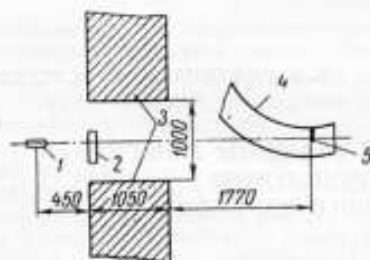


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры

1 — наперстковая камера; 2 — камера-свидетель; 3 — защитная стена; 4 — вакуумная камера; 5 — танталовая мишень, $t = 0,025$ рад. дл. Размеры указаны в миллиметрах

При эксперименте угловое распределение измеряли наперстковой ионизационной камерой, объемом 2 см^3 , со стенкой из токопроводящей пластмассы. Фотоны генерируются в танталовой мишени размером 2×10 мм и толщиной 0,1 мм (0,025 рад. дл.). Пучок фотонов проходит стенку фарфоровой вакуумной камеры толщиной 8 мм, и через окно в защитной стене попадает в экспериментальный зал. Расположение аппаратуры показано на рис. 1.

При эксперименте угловое распределение измеряли наперстковой ионизационной камерой, объемом 2 см^3 , со стенкой из токопроводящей пластмассы.

На камеру надевали свинцовый колпачок с толщиной стенки 2 мм. В качестве камеры-свидетеля использовали тонкостенную алюминиевую ионизационную камеру с диаметром электродов 150 мм.

При измерениях ось наперстковой камеры располагали параллельно оси пучка излучения.

Для оценки влияния рассеянного излучения перед камерой устанавливали свинцовый блок, толщиной 25 см, с поперечными размерами 5×10 см. В этом случае показания камеры составляли меньше 1% от показаний в рабочем режиме. Энергию электронов определяли по значению магнитного поля на орбите в момент сброса, измеренному специальной катушкой, установленной в зазоре между ускорительной камерой и полюсом магнита.

Наперстковую камеру располагали на специальном устройстве, обеспечивающем дистанционное управление перемещением ее поперек пучка фотонов.

Для всех измерений заряд, собранный наперстковой камерой, был отнесен к заряду камеры-свидетеля. Эта операция позволила исключить влияние нестабильности интенсивности пучка излучения бетатрона на результаты измерений.

Результаты измерений

Угловое распределение интенсивности было измерено на расстоянии 3270 мм от мишени. Установленной для контроля на расстоянии 4270 мм от мишени наперстковой камерой угловое распределение было измерено вновь.

Построенные по результатам измерений на двух расстояниях зависимости $I(\theta)/I(0)$ от θ совпали в пределах погрешностей опыта. Угловое распределение, снятое по обе стороны от направления на максимальное значение интенсивности, показало, что распределение — симметрично. Однако в некоторых случаях на кривой $I(\theta)/I(0)$ наблюдали два максимума при перемещении наперстковой камеры в плоскости орбиты электронов, при этом вертикальное перемещение камеры обнаруживало на этой кривой один максимум. Высота максимумов различалась незначительно. Появление двух максимумов на кривой углового распределения можно объяснить наличием двух сгустков ускоренных электронов, несколько различающихся по энергии.

Основные результаты настоящей работы относятся к условиям, обеспечивающим наличие только одного максимума на кривой углового распределения интенсивности. Данные измерения его при шести различных энергиях электронов представлены в табл. 1 и на рис. 2. Для сравнения с теорией результаты всех измерений усреднены. Погрешность измерения величины $I(\theta)/I(0)$ определена как среднеквадратическое отклонение ряда измерений и не превышает 5%.

Из сравнения расчетной и экспериментальной кривых на рис. 2 видно, что теория достаточно хорошо описывает угловое распределение интенсивности в тормозном пучке. При расчете толщина мишени принята равной геометрической толщине, т. е. 0,025 рад. дл.

В качестве угловой характеристики распределения интенсивности был выбран развор пучка на уровне половинной интенсивности — «угловая

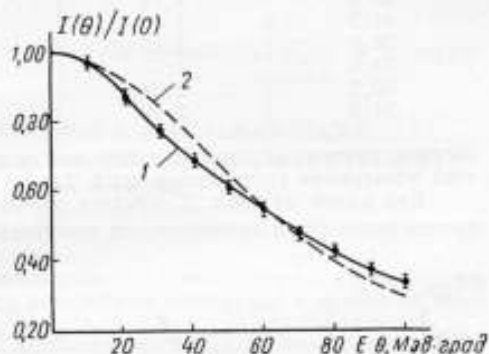


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности:

1 — эксперимент; 2 — расчет. Расчет выполнен для мишени, толщиной 0,025 рад. дл.

Таблица 1

Угловое распределение интенсивности при различных энергиях ускоренных электронов

| Приведенный угол θ , МэВ-град | Относительная интенсивность тормозного излучения $I(\theta)/I(0)$ при E , МэВ | | | | | | Среднее |
|--------------------------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------------|
| | 43,8 | 41,7 | 38,8 | 34,8 | 30,2 | 24,8 | |
| 10 | 0,971 | 0,968 | 0,965 | 0,951 | 0,968 | 0,945 | 0,961±0,006 |
| 20 | 906 | 873 | 868 | 845 | 868 | 866 | 0,871±0,007 |
| 30 | 795 | 769 | 779 | 763 | 773 | 777 | 0,776±0,004 |
| 40 | 725 | 689 | 701 | 683 | 693 | 677 | 0,695±0,006 |
| 50 | 654 | 623 | 627 | 611 | 615 | 575 | 0,617±0,008 |
| 60 | 591 | 564 | 558 | 542 | 548 | 498 | 0,550±0,011 |
| 70 | 528 | 508 | 493 | 479 | 485 | 433 | 0,488±0,012 |
| 80 | 474 | 457 | 448 | 423 | 423 | 375 | 0,433±0,011 |
| 90 | 439 | 413 | 407 | 373 | 367 | 323 | 0,387±0,014 |
| 100 | 387 | 369 | 364 | 325 | 315 | 280 | 0,340±0,015 |

«Угловая ширина пучка» в зависимости от энергии электронов

| $E, \text{ Мэв}$ | $\theta_{1/2}, \text{ град}$ | $(E\theta)_{1/2}, \text{ Мэв}\cdot\text{град}$ | $t_{\text{эф}}, \text{ рад}\cdot\text{дл.}$ |
|------------------|------------------------------|--|---|
| 43,8 | 1,74 | 76,3 | 0,0406 |
| 41,7 | 1,80 | 75,1 | 0384 |
| 38,8 | 1,82 | 70,6 | 0310 |
| 34,8 | 1,91 | 66,5 | 0242 |
| 30,2 | 2,24 | 67,8 | 0256 |
| 24,8 | 2,40 | 59,5 | 0125 |

ширина пучка». Результаты измерений ее в зависимости от энергии ускоренных электронов приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, среднее значение приведенного угла $(E\theta)_{1/2}$ на уровне половинной интенсивности, полученное из опыта, равно $69,3 \text{ Мэв}\cdot\text{град}$, тогда как, согласно рис. 2, расчетное значение $(E\theta)_{1/2}$ при толщине мишени $0,025 \text{ рад}\cdot\text{дл.}$ должно равняться $67,0 \text{ Мэв}\cdot\text{град}$, т. е. практически эффективная толщина мишени, усредненная по всем энергиям электронов, совпадает с геометрической. Однако из табл. 2 видно также, что эффективная толщина мишени является

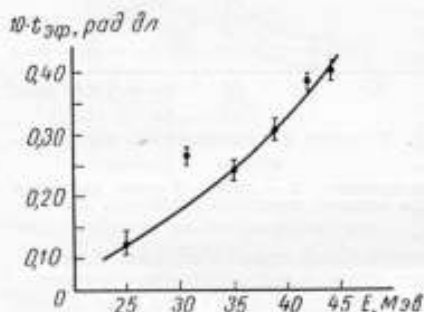


Рис. 3. Зависимость эффективной толщины мишени $t_{\text{эф}}$ от энергии электронов E

функцией энергии электронов. Эта зависимость представлена на рис. 3, из которого следует, что при меньших энергиях ускоренных электронов эффективная толщина мишени также уменьшается, причем при изменении энергии электронов от 25 до 45 Мэв $t_{\text{эф}}$ изменяется в 3,2 раза. Такой ход зависимости, видимо, связан с особенностями сброса электронов и способа приготовления мишеней для данного ускорителя.

Заключение

Исследование углового распределения интенсивности тормозного излучения позволило установить, что:

- для расчета углового распределения неколлимированного пучка может быть использована формула (*);
- эффективная толщина мишени, определенная по измеренной угловой ширине пучка, в среднем близка к геометрической толщине;
- эффективная толщина мишени для данного ускорителя зависит от энергии ускоренных электронов.

В измерениях принимал участие А. М. Аваньин.

ЛИТЕРАТУРА

- Schiff L. Phys. Rev., 1951, v. 83, p. 252.
- Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения. Атомиздат, 1964.

3. Fuller E., Hagward E., Koch H. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 630.

4. Muirhead E. G., Spiecer B. M., Lichtbau H. Proc. Phys. Soc., 1952, v. 65, N 59 A, p. 1.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 621.384.634.3

Н. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОНТРОЛЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА ВНИИМ

Граничная энергия спектра тормозного излучения определяется максимальной кинетической энергией E_e ускоренных электронов в момент их торможения на мишени.

Для релятивистского случая с достаточно большой точностью можно считать, что

$$E_e(t) = B(t) \cdot r \cdot 10^{-6} \text{ Мэв}, \quad (1)$$

где $B(t)$ — значение индукции магнитного поля на равновесной орбите (n теслах); r — радиус равновесной орбиты (в метрах).

Так как радиус r за время ускорения остается практически постоянным, то энергию электронов определяет только величина $B(t)$.

В бетатронной установке ВНИИМ сброс ускоренных электронов на мишень задает фантастронная схема задержки с точностью порядка 0,5%. При такой фиксированной фазе сброса колебания индукции магнитного поля, вызванные нестабильностью амплитуды и частоты питающего напряжения, нестабильностью тока контура вследствие изменения сопротивления обмоток и емкостей конденсаторной батареи из-за нагрева и других причин, приведут к неопределенности в граничной энергии спектра тормозного излучения порядка 4%.

Учитывая использование бетатронной установки ВНИИМ для воспроизведения единицы интенсивности тормозного излучения, необходимо обеспечить стабильность граничной энергии спектра этого излучения не хуже 0,2%.

Такая стабильность может быть осуществлена с помощью устройства, привязывающего момент сброса к определенному значению индукции магнитного поля. Стабильность фиксации этого значения определит стабильность граничной энергии спектра тормозного излучения. Блок-схема такого устройства типа СЭБ-1 приведена на рис. 1.

В основе работы устройства лежит пропорциональность энергии E ускоренных электронов полному потоку индукции, охватываемому орбитой

$$\oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} \cdot d\mathbf{S}, \quad (2)$$

где l — длина и S — площадь контура.

Следовательно, устройство для регуляции и стабилизации энергии ускоренных электронов должно вырабатывать сигнал, пропорциональный временному интегралу от скорости изменения магнитного потока, и сбрасыв-

вать электроны на мишень при достижении индукцией магнитного поля определенного значения. Напряжение, пропорциональное скорости изменения магнитного потока — $d\Phi/dt$, наводится на витке, уложенном на полюсах магнита, по радиусу равновесной орбиты

$$e(t) = -S \frac{d(B_m \sin \omega t)}{dt} = -SB_m \omega \cos \omega t, \quad (3)$$

где $\omega = 2\pi f$; f — частота тока, питающего магнит.

Для получения напряжения сигнала, пропорционального в каждый момент времени значению магнитной индукции B , э. д. с. с витка необходимо проинтегрировать

$$U_c(t) = |\hat{k}(\omega)| SB_m \cos(\omega t + \varphi), \quad (4)$$

где $\hat{k}(\omega)$ — комплексный коэффициент передачи интегрирующего звена.

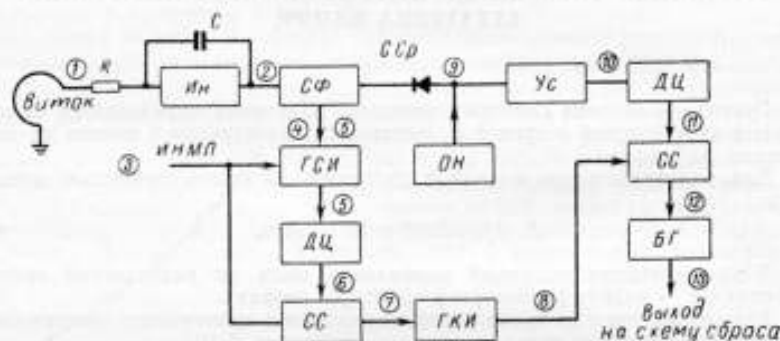


Рис. 1. Блок-схема устройства для контроля и стабилизации граничной энергии спектра тормозного излучения бетатрона (СЭБ-1)

Ин — интегратор; СФ — схема фиксации; ССР — схема сравнения; Ус — усилитель; ДЦ — дифференциальная цель; ИНМП — импульс нуля магнитного поля; ГСИ — генератор спектральных импульсов; ОН — опорное напряжение; СС — схема совпадений; ГКИ — генератор контрольных импульсов; БГ — блокинг-генератор. Цифры — места снятия напряжений (см. рис. 3)

Для точного совпадения $H_c(t)$ по фазе с магнитным полем коэффициент $\hat{k}(\omega)$ должен иметь вид

$$|\hat{k}(\omega)| = \frac{1}{\omega}; \quad \operatorname{tg} \varphi = -\infty; \quad \varphi(\omega) = -\frac{\pi}{2}. \quad (5)$$

Остановимся на выборе схемы интегрирующего звена.

Использование в качестве интегрирующего элемента RC -цепочки неприемлемо, так как для точного интегрирования должно быть $\omega RC \gg 1$, а это приведет к большой потере амплитуды выходного сигнала

$$\frac{U_{\max}}{U_{\text{вх}}} = \hat{k}(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC}; \quad \operatorname{tg} \varphi = -\omega RC. \quad (6)$$

К тому же, присоединение нагрузки к RC -интегратору вызовет уменьшение постоянной времени интегрирования, а следовательно, и уменьшение точности интегрирования. Применение резонансного RLC -контура для интегрирования приведет к значительной неустойчивости, вызванной дрейфом ча-

сты сети, так как условие (5) для RLC -контура выполняется только для частоты $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$:

$$|k(\omega)| = \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega C} - \omega L\right)^2 + R^2}}{\omega C \left[\left(\frac{1}{\omega C} - \omega L\right)^2 + R^2\right]}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}, \quad (7)$$

где R — активное сопротивление контура.

При уходе частоты тока ω , питающего магнит, от резонансного значения ω_0 сдвиг фазы φ напряжения на конденсаторе отклоняется от значения $\pi/2$. Найдем это отклонение

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{1}{\omega C} - \omega L}{R}; \quad (8)$$

дифференцируя φ по ω для малых $d\omega$, когда $\omega \rightarrow \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, получим

$$\Delta \varphi \approx \frac{2}{\omega RC} \cdot \frac{\Delta \omega}{\omega}. \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что для уменьшения погрешности интегрирования необходимо увеличивать RC , т. е. искусственно ухудшать добротность контура, а следовательно, и амплитуду выходного сигнала.

С учетом изложенного, в качестве интегрирующего элемента был избран электронный интегратор, представляющий собой усилитель напряжения с отрицательной обратной связью. Применение электронного интегратора позволяет повысить точность интегрирования без заметного уменьшения выходного сигнала. Стабильность работы интегратора определяют постоянство коэффициента передачи и точность интегрирования. Комплексный коэффициент передачи электронного интегратора равен

$$k = \frac{k_0}{1 + \beta k_0}, \quad (10)$$

где k_0 — коэффициент усиления усилителя; $\beta = j\omega RC$ — комплексный коэффициент обратной связи;

$$|k| = \frac{\sqrt{1 + (\omega RC k_0)^2}}{1 + (\omega RC k_0)^2} \cdot k_0; \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\omega RC (k_0 + 1); \quad (11a)$$

$$|k| \sim \frac{1}{\omega RC} \text{ при } k_0 \gg 1. \quad (11b)$$

Из соотношения (11a) видно, что при $k_0 \rightarrow \infty$ условие точного интегрирования $\varphi = \pi/2$ выполняется для всех частот. Практически же величина k_0 всегда конечна, что приводит к погрешности интегрирования.

Погрешность при интегрировании определяется отклонением в сдвиге фазы от идеального значения $\pi/2$. Относительную погрешность при интегрировании запишем как

$$\delta = \frac{U_c(t)_0 - U_c(t)}{U_c(t)_0}, \quad (12)$$

где $U_c(t)_0$ — значение $U_c(t)$ при $\varphi = \pi/2$ (идеальное интегрирование).

Выходное напряжение сигнала $U_c(t)$, согласно выражению (4), можно представить в виде

$$U_c(t) = B_m |k| \cos(\omega t + \varphi), \quad (13)$$

$$U_c(t)_0 = B_m |k| \sin \omega t. \quad (13a)$$

Тогда

$$\delta = 1 - \operatorname{ctg} \omega t \cos \varphi + \sin \varphi. \quad (14)$$

Выражая $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ через $\operatorname{tg} \varphi$ и подставляя в (14) выражение для $\operatorname{tg} \varphi$ из выражения (11a), получим

$$\delta = 1 - \frac{\operatorname{ctg} \omega t + \omega RC k_0}{\sqrt{1 + (\omega RC k_0)^2}}. \quad (14a)$$

Так как $k_0 \gg 1$, то

$$\delta = - \frac{\operatorname{ctg} \omega t}{\omega RC k_0}. \quad (14b)$$

Относительная погрешность δ уменьшается с увеличением частоты, поэтому при оценке необходимого значения k_0 можно учитывать погрешность только для первой гармоники.

Из формулы (14b) видно также, что относительная погрешность интегрирования зависит от фазы магнитного поля, что приводит к нелинейности в энергетической шкале бетатрона.

Значение δ максимально в начальный период ускорения, а затем по мере увеличения энергии электронов резко падает.

Определим необходимое значение коэффициента усиления усилителя k_0 , задаваясь относительной погрешностью интегрирования $\delta < 0,1\%$ и диапазоном фаз сброса от 5 до 85° .

Коэффициент усиления на основной частоте

$$k_0 > \frac{\operatorname{ctg} \omega t_1 - \operatorname{ctg} \omega t_2}{\omega_0 RC \delta} > 10^4. \quad (15)$$

Для обеспечения такого коэффициента k_0 в усилителе имеется три каскада усиления: J_1, J_2, J_3 (рис. 2). Связь между каскадами выбрана потенциометрической, чтобы не вносить дополнительного сдвига фаз в области верхних частот, что может привести к самовозбуждению схемы.

Рассмотрим теперь вопрос о стабильности коэффициента передачи интегратора.

Нестабильность этого коэффициента выражается модулем $\left| \frac{dk}{k} \right|$, дифференцируя k по k_0 , получим из формулы (10)

$$z(\omega) = \left| \frac{dk}{k} \right| = \frac{\sqrt{1 + (\omega RC k_0)^2}}{1 + (\omega RC k_0)^2} \cdot \frac{dk_0}{k_0}. \quad (16)$$

При $\omega > \omega_0$ выполняется условие $\omega RC > 1$. Тогда

$$z(\omega) < \frac{1}{\omega RC k_0} \cdot \frac{dk_0}{k_0}. \quad (17)$$

Следовательно, на основной частоте нестабильность коэффициента передачи в k_0 раз меньше, чем нестабильность коэффициента усиления усилителя. При $k_0 > 10^4$ и $dk_0/k_0 \approx 0,1$

$$z(\omega) < 0,001\%.$$

Для обеспечения такой стабильности сопротивление в цепи обратной связи сделано проволочным, а в качестве конденсатора использован конденсатор типа КСО-Г с малым температурным коэффициентом.

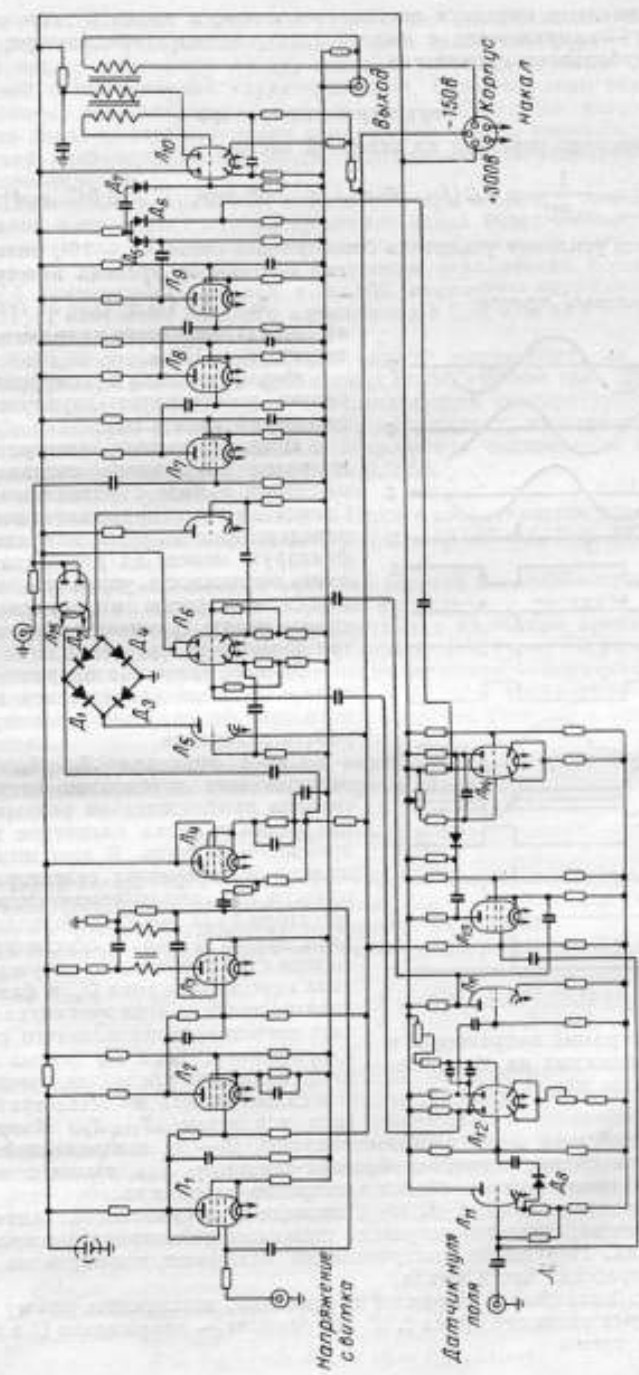


Рис. 2. Принципиальная схема устройства СЭБ-1

Накалы ламп питаются постоянным током, а аноды и цепи смещения усилителя — напряжением с выхода электронного стабилизатора, что повышает стабильность усилителя.

Параметры интегратора

Коэффициент передачи на основной частоте

$$|k| = \frac{1}{\omega RC} \approx 1,0 (f = 50 \text{ гц}, R = 68 \text{ ком}, C = 0,047 \text{ мкф});$$

коэффициент усиления усилителя без обратной связи $k_0 \sim 10^4$; эквивалентная постоянная времени интегратора

$$\tau_3 = RC(k_0 + 1) = 31 \text{ сек};$$

амплитуда выходного напряжения с интегратора ~ 170 в.

Форму сигнала и коэффициент передачи регистрирует двухлучевой осциллограф типа С1-17.

Итак, с выхода интегратора мы получаем напряжение сигнала, изменяющееся в фазе с магнитным полем. Сравнивая это напряжение с некоторым определенным опорным напряжением и фиксируя момент их равенства, будем иметь возможность управлять моментом сброса электронов на мишень и тем самым менять граничную энергию спектра тормозного излучения.

Момент равенства напряжения сигнала с опорным напряжением постоянного тока фиксируется с помощью устройства сравнения.

Схема фиксации L_5, L_6, L_7-L_8 поддерживает переменное напряжение сигнала приблизительно равным потенциалу земли, пока магнитное поле не пройдет через нуль. В этот момент импульсы от генератора селекторных импульсов L_{12} , управляемого сигналом от детектора нуля магнитного поля, запирают диоды D_1-D_4 и обеспечивают на выходе схемы фиксации получение сигнала переменного тока U_c в фазе с магнитным полем. Когда этот сигнал достигает значения, установленного опорным напряжением, диод D_5 (схема сравнения) начинает проводить, увеличивая тем самым сигнал на сетке трехкаскадного усилителя L_7-L_8 . Напряжение

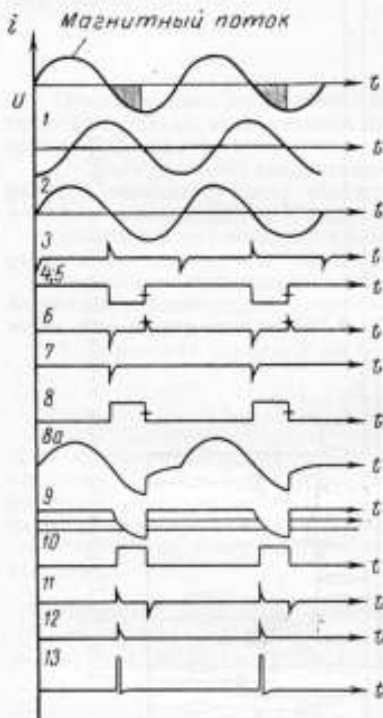


Рис. 3. Диаграмма напряжений в точках, помеченных на блок-схеме рис. 1

с выхода усилителя через каскад совпадений D_7-D_8, L_{13} позволяет открывать блокинг-генератор только тогда, когда фиксирующая схема синхронизирована с нулем магнитного поля. Нарушение синхронизации исключает поджиг цепи сброса во время нерабочей части цикла.

Каскады совпадений D_7, D_8, L_{13} позволяют открывать блокинг-генератор только тогда, когда фиксирующая схема синхронизирована с нулем магнитного поля. Нарушение синхронизации исключает поджиг цепи сброса во время нерабочей части цикла.

На рис. 3 показаны диаграммы напряжений, поясняющие работу схемы. По оси абсцисс отложено время t , по оси ординат — напряжение U в различных точках схемы.

Одним из основных элементов устройства, определяющих энергетическую стабильность ускорителя, является цепь сравнения L_{15} (6Х2П). Предпочтение отдано ламповому диоду, так как он обладает более стабильной и линейной вольт-амперной характеристикой, более высоким обратным сопротивлением, чем полупроводниковые диоды. Сдвиг же характеристики лампового диода за счет изменения напряжения накала уменьшается за счет применения компенсирующего диода, включенного параллельно нагрузочному сопротивлению.

При изменении напряжения накала или при старении лампы разность потенциалов анод—катод компенсирующего диода будет изменяться, изменяя соответственно падение напряжения на сопротивлении нагрузки и сдвигая опорный уровень. Стабильность уровня ограничения повышается за счет такой компенсации в 10 раз, т. е. 10%-изменению напряжения накала соответствует изменение анодного напряжения в 0,01 в, а не в 0,1 в, как при отсутствии компенсирующего диода.

Источником опорного напряжения служит выпрямитель на (-180 в), стабилизированный с помощью кремниевых стабилитронов типа Д-813, включенных последовательно по схеме, обеспечивающей температурную компенсацию. Стабильность источника опорного напряжения, проверенная по прибору «Измеритель нестабильности и напряжения постоянного тока» типа В2-13 и записанная на ленту, составила 0,005%.

Для изменения уровня ограничения с погрешностью в 0,01% служит проволоочный потенциометр типа ПВ-1. Полное сопротивление потенциометра 149,99 ком и состоит из четырех декад: $14 \times 10\,000$ ом, 9×1000 ом, 9×100 ом, 9×10 ом.

Для получения абсолютных значений энергий потенциометр необходимо проградуировать по значениям порогов фотоядерных реакций. Учитывая, что максимальное значение порога известных в настоящее время фотоядерных реакций достигает 18,7 Мэв на углероде [$^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$], а максимальная энергия спектра тормозного излучения бетатрона — порядка 50 Мэв, для возможности экстраполяции до энергий ~ 50 Мэв необходимо обеспечить линейную зависимость между граничной энергией спектра и отсчетами потенциометра.

Рассмотрим причины возможной нелинейности энергетической шкалы. Импульс сброшенного на мишень электрона равен

$$p = \frac{e}{c} r B_m \sin \omega(t + \tau), \quad (18)$$

где e — заряд электрона; c — скорость света; t — момент равенства напряжения сигнала $U_c(t)$ и опорного напряжения U_0 ; τ — время задержки между моментом t и моментом попадания электронов на мишень.

Взяв B_m из выражения (13) и подставляя его в равенство (18) при $k_0 \gg 1$, получим

$$p = \frac{e}{c} r \frac{\sin \omega(t + \tau)}{|k| \cos(\omega t + \varphi)} U_0 = \frac{e}{c} r \omega RC \frac{\sin \omega(t + \tau)}{\cos(\omega t + \varphi)} U_0. \quad (19)$$

Как видно из выражения (19), основными факторами, вызывающими нелинейность энергетической шкалы, являются время задержки τ и фазовый сдвиг φ между сигналом с выхода интегратора и магнитным полем.

Время задержки τ создается за счет нестабильности вольт-амперной характеристики диода сравнения, разброса времени поджига тиратронов в цепи формирования импульса сброса, а также за счет конечной скорости нарастания самого импульса сброса. Значение этой задержки переменное, что и приводит к нелинейности $p(U_0)$, причем нестабильность фазы $\Delta\alpha$ уменьшается по мере ускорения:

$$\Delta E = E_{\text{макс}} \cos \alpha \cdot \Delta\alpha = E_{\text{макс}} \sqrt{1 - \left(\frac{E}{E_{\text{макс}}}\right)^2} \cdot \Delta\alpha; \quad (20)$$

$$E = E_{\text{макс}} \sin \omega(t + \tau) = E_{\text{макс}} \sin \alpha.$$

Таким образом, для получения стабильности энергии в $0,2\%$ (± 10 кэВ при 5 МэВ) нестабильность фазы $\Delta\alpha$ должна быть порядка 10^{-3} (± 3 мксек). Другой причиной нелинейности энергетической шкалы является отклонение фазового сдвига φ от идеального значения $\pi/2$.

Как указано, относительная погрешность интегрирования максимальна в начальный период ускорения, а затем резко падает по мере увеличения энергии электронов. Соответствующий выбор коэффициента усиления усилителя обеспечивает погрешность интегрирования $\delta < 0,1\%$ в диапазоне энергий от 5 до 50 МэВ.

Наконец, нестабильность опорного напряжения также будет влиять на нелинейность зависимости $E(U_0)$.

В результате работы создано устройство типа СЭБ-1, которое обеспечивает получение стабильности граничной энергии спектра тормозного излучения бетатронной установки ВНИИМ не хуже $0,2\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения. Атомиздат, 1964.
2. Корн Г., Корн Т. Электронные моделирующие устройства. ИЛ, 1955.
3. Фролкин В. Т. Импульсная техника. «Советское радио», 1960.
4. Geller, Muirhead. The Rev. Sci. Instr., March 1960, v. 31, N 3.
5. Katz, Mc Namara. Canad. J. Phys., 1950, v. A 28, p. 113.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 621.384.634.3

Н. Д. ВИЛЛЕВАЛЬДЕ, М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

УСТРОЙСТВО ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА ВНИИМ

Стабильность интенсивности тормозного излучения бетатрона определяется стабильностью процессов захвата, ускорения и сброса, зависящей в свою очередь, от ряда причин. Наиболее существенна при этом стабильность процесса захвата, определяемая, в основном, колебаниями напряжения сети, так как для нормальной работы бетатрона точность согласования импульса инжекции во времени с изменением магнитного поля измеряется величиной порядка десятых и даже сотых долей микросекунды (при частоте питания 50 гц). Малейшее нарушение этого согласования приводит к значительным изменениям интенсивности излучения (рис. 1).

Для повышения стабильности работы бетатрона можно полностью стабилизировать все питание установки, включая и питание электромагнита. Но этот способ не является наилучшим, так как техническое осуществление стабилизации большой мощности затруднительно и неэкономично. Более целесообразно применять для стабилизации различного рода схемы автоматической синхронизации и регулировки (схемы автоматической подстройки фазы генерации импульса напряжения на электронной пушке [1], схемы стабилизации напряжения инжекции, тока накала инжектора и пр. [2]). Однако при этом все же интенсивность излучения бетатрона остается нестабильной в пределах $10-15\%$. Наиболее эффективно применение систем авто-

матического регулирования, использующих обратную связь между интенсивностью и одним из параметров бетатрона [2—5]. Обычно в качестве регулирующего параметра выбирают время инжекции T .

Зависимость интенсивности тормозного излучения бетатрона от времени инжекции $I = f(T)$ имеет резко выраженный экстремальный характер со

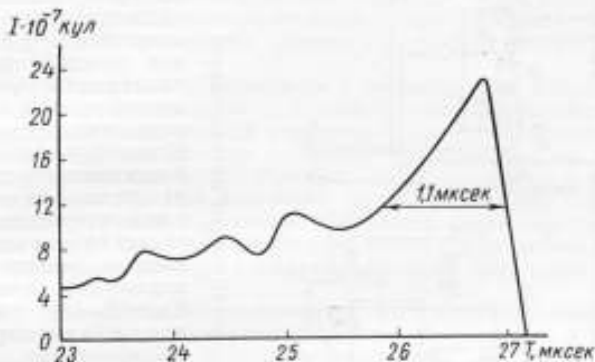


Рис. 1. Зависимость интенсивности $I = f(T)$ тормозного излучения бетатрона от времени инжекции T . Напряжение инжекции $U_{инж} = 50$ кВ, ток на слой $I_{сл} = 300$ мкА, ток накала инжектора $I_{нак} = 3,75$ А. Граничная энергия спектра тормозного излучения бетатрона $E = 50$ МэВ.

смещением максимума «вверх-вниз» для независимых от T параметров (ток слоя, ток накала инжектора) и «вправо-влево — вверх-вниз» для параметров, связанных с T (напряжение инжекции).

Отклонение любого из этих параметров от оптимального значения приводит к перемещению рабочей точки на другую кривую семейства $I = f(T)$,

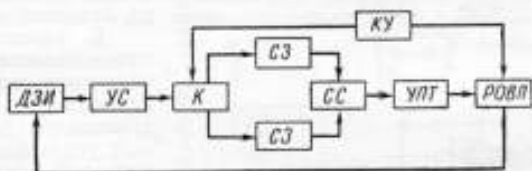


Рис. 2. Структурная схема устройства автоматического регулирования интенсивности

ДЗИ — детектор значения интенсивности, УС — усилитель сигнала, К — коммутатор, СЗ — схема запоминания, СС — схема сравнения, КУ — командное устройство, УПТ — усилитель постоянного тока, РОВА — регулирующий орган (входной параметр)

а изменение самого параметра T — к перемещению рабочей точки по одной из кривых этого семейства. Такая зависимость позволяет решать задачу достижения максимальной производительности бетатрона с помощью самонастраивающейся системы экстремального регулирования [4, 5], показанной на рис. 2. Сущность работы устройства, выполненного по данной схеме, заключается в следующем. Входной параметр, время инжекции T , принудительно изменяют с постоянной частотой $f/2$ и амплитудой δT . При этом вы-

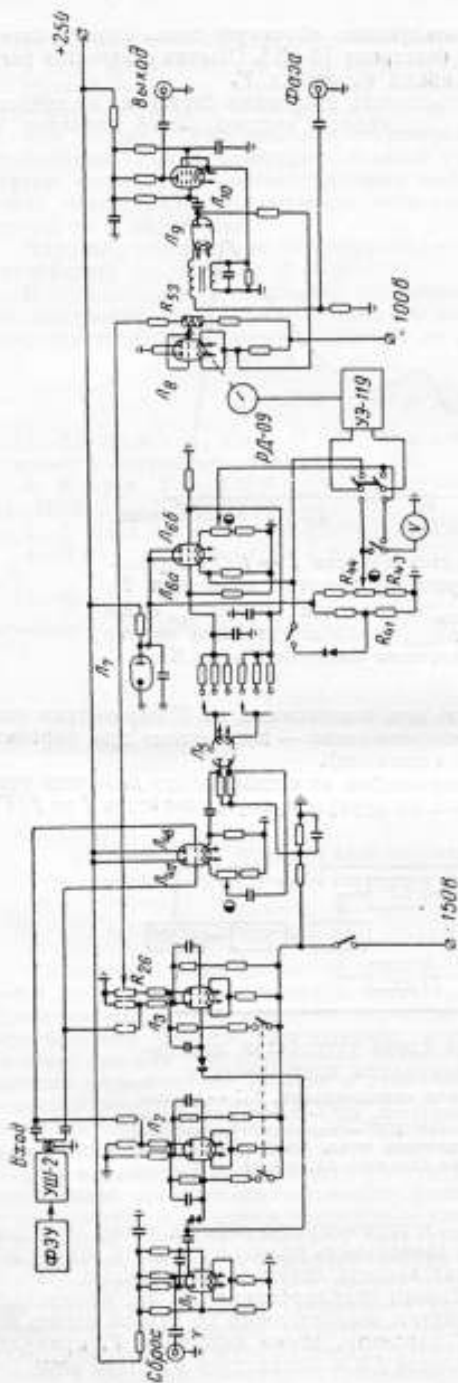


Рис. 3. Принципиальная схема устройства автоматической оптимизации интенсивности

ходная величина — интенсивность I тормозного излучения — принимает то значение I_1 , соответствующее времени инжекции T (текущему значению), то I_2 , соответствующее времени инжекции $T + \delta T$. Сравнивая между собой уровни напряжений U_1 и U_2 , пропорциональные I_1 и I_2 , определяют знак разности. Если $|I_2 - I_1| > 0$, то рабочая точка находится слева от максимума и соответствующее устройство вырабатывает сигнал поиска, сдвигающий время инжекции вправо, т. е. к максимуму. Если $|I_2 - I_1| < 0$, то рабочая точка находится справа от максимума, и сигнал поиска сдвигает T влево, т. е. опять к максимуму.

В бетатроне ВНИИМ время инжекции регулируют вручную, изменяя длительность пилообразного напряжения, снимаемого с анода фантострона. Это определило схемное решение системы экстремального регулирования. Принципиальная схема устройства автоматической оптимизации интенсивности бетатрона показана на рис. 3.

В качестве детектора интенсивности тормозного излучения использован фотоумножитель ФЭУ-19М с кристаллом NaJ (Tl), который устанавливают в рассеянном пучке тормозного излучения. Импульсы с ФЭУ, пропорциональные интенсивности тормозного излучения, усиливаются широкополосным усилителем типа УШ-2 до амплитуды $\sim 15-20$ в, а затем коммутируются по двум каналам триггерами, выполненными на лампах L_2 и L_3 . Работу триггеров, синхронизирует импульс сброса с устройства СЭБ (схема стабилизации по энергии бетатрона). Триггеры управляют работой схем пропускания L_{4i} .

и L_{45} . Наличие значительного уровня помех (низко- и высокочастотных) приводит к необходимости применять сглаживающие фильтры, постоянную времени которых подбирают эмпирически. Напряжения U_1 и U_2 с катодов ламп L_{62} и L_{65} подаются на усилитель постоянного тока (УПТ). В качестве УПТ использован усилитель с вибропреобразователем типа УЭ-119.

Усиленный сигнал рассогласования приводит во вращение двигатель РД-09, который перемещает кинематически с ним связанный движок потенциометра R_{53} , тем самым изменяя опорное напряжение амплитудного компаратора L_{10} [6].

Опорное напряжение сравнивается с пилообразным напряжением, поступающим с анода фантастрона, и в момент равенства вырабатывается импульс, запускающий импульсный генератор напряжения бетатрона.

Шаговая модуляция времени инжекции осуществляется за счет подключения сетки управляющей лампы L_6 к части сопротивления R_{26} , являющегося нагрузкой триггера L_3 . При изменении состояния триггера падение напряжения на сопротивлении R_{26} скачком изменяется на величину δU , что приводит к скачкообразному изменению запирающего напряжения на катоде L_4 . Изменяя сопротивление R_{26} , подбирают глубину модуляции δT , равной $\sim 0,1$ мксек.

Система автоматической оптимизации интенсивности предусматривает работу в режимах: 1) автоматического поиска, 2) слежения и поддержания максимума, 3) на заданном уровне интенсивности.

Режим автоматического поиска интенсивности пучка излучения, когда интенсивность тормозного излучения равна нулю и время инжекции T_1 и $T_2 > T_0$, осуществляется за счет подачи на вход усилителя постоянного тока сигнала разбаланса, созданного искусственно на сопротивлении R_{41} . Сигнал на выходе УПТ приведет к уменьшению времени инжекции вплоть до появления интенсивности пучка тормозного излучения. Режим слежения и поддержания максимума будет обеспечен всегда, когда время инжекции T_1 и $T_2 < T_0$.

Режим работы на заданном уровне интенсивности обеспечивают подачей на вход УПТ напряжения рассогласования, созданного сигналом и падением напряжения на сопротивлении R_{44} , R_{43} , и контролируют вольтметром. Время инжекции изменяется до тех пор, пока напряжения уровня и сигнала не сравняются. Уровень интенсивности записывается на самописце ЭПП-09.

Применение системы экстремального регулирования позволит стабилизировать интенсивность I с погрешностью порядка 3,0% и потерей на поиск $\sim 2\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dietre T. W., Dickinson T. M. Proc. of IRE, 1949, v. 96, pp. 1171—1178.
2. Fry D. W., Dain J., Watson H. H. Proc. of IRE, 1950, v. I, pp. 305—319.
3. Михеев Г. Ф., Чернов Н. Н. Стабилизация интенсивности γ -излучения бетатронов и синхротронов. ЖТФ, 1960, т. 30, вып. 1.
4. Комар А. П., Михеев Г. Ф., Чернов Н. Н. Система экстремального регулирования интенсивности γ -излучения синхротрона. ЖТФ, 1961, т. 31, вып. 1.
5. Баламатов Н. Н., Горячев Б. И. Электронные ускорители. Атомиздат, 1966.
6. Бонч-Бруевич А. М. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. «Наука», 1966.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

V. СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИИ И ДРУГИЕ РАБОТЫ

УДК 539.166.03 : 539.184

В. И. ТУЧИН
ВНИИМ

СПЕКТРОМЕТР ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Строго решить задачу об абсолютном измерении малых мощностей экспозиционных доз γ -излучения можно, измерив спектральный состав излучения, создаваемого исследуемым источником, и перейдя затем от плотности интенсивности к мощности экспозиционной дозы по известным соотношениям [1].

Наиболее приемлем для поставленной задачи сцинтилляционный метод спектрометрии вследствие высокой эффективности сцинтилляционных спектрометров, особенно однокристалльных, сравнительно дешевых и простых в обращении. Серьезным недостатком спектрометра с одним кристаллом NaJ(Tl) небольших размеров является сложная форма аппаратурной линии, вызываемая процессами, при которых часть энергии первичного γ -фотона уносится из кристалла рассеянным или аннигиляционным излучением. Это приводит к значительным трудностям при обработке результатов измерений.

Однако указанный недостаток можно преодолеть, применив кристалл большого размера, так как при этом увеличивается вероятность того, что рассеянное и аннигиляционное излучения будут поглощены внутри кристалла и соответствующий импульс попадет в пик полного поглощения. Сцинтилляционные спектрометры с большим кристаллом получили название спектрометров полного поглощения и обладают эффективностью, приближающейся к 100% для энергий γ -излучения 1–2 Мэв.

Во ВНИИМ построен спектрометр полного поглощения с кристаллом NaJ(Tl) размером $\square 150 \times 100$ мм и фотоумножителем ФЭУ-49. Кристалл и фотоумножитель с катодным повторителем помещены в стальной кожух толщиной 3 мм и окружены свинцовой защитой толщиной 25 см со стороны падения пучка γ -излучения и 10 см — со всех остальных сторон. Для удобства сочленения ФЭУ с кристаллом между ними предусмотрен световод из оргстекла толщиной 4 мм со специальными бортиками, препятствующими вытеканию вазелинового масла, которое вводят между поверхностями кристалла, световода и фотокатода умножителя для улучшения оптического контакта. Кристалл крепят к световоду, а световод — к панели ФЭУ с помощью четырех латунных шпилек и двух монтажных фланцев по способу, предложенному в работе [2].

Отверстие коллиматора имеет цилиндрическую форму. Диаметр отверстия можно изменять от 10 до 60 мм с помощью сменных диафрагм. Для предотвращения воздействия на детектор характеристического излучения свинца и вторичных электронов внутренняя поверхность защиты, обращенная к кристаллу, и поверхность каналов диафрагмы покрыты слоем латуни толщиной 0,5 мм и слоем кадмия толщиной 1 мм.

В качестве регистрирующей системы спектрометра применен многоканальный амплитудный анализатор типа АИ-128 с цифropечатающим устройством.

Градировка спектрометра при помощи набора γ -источников ^{141}Ce , ^{203}Hg , ^{137}Cs , ^{64}Mn , ^{24}Na , ^{60}Co показала, что энергетическая шкала прибора линейна (рис. 1). С этими же источниками были сняты зависимости фотоклада P_{Φ} (т. е. отношения числа импульсов в пике полного поглощения к полному числу их, зарегистрированному спектрометром) и энергетического разрешения δ спектрометра от энергии фотонов γ -излучения (рис. 2 и 3). Источники помещали на оси коллиматора на расстоянии около 2 м от поверхности кристалла. Значение фотоклада определяли в экспериментах с моноэнергетическими источниками γ -излучения из соотношения

$$P_{\Phi} = \frac{S_{\Pi}}{S_k + S_{\Pi}}, \quad (1)$$

где S_{Π} — площадь под пиком полного поглощения энергии фотона γ -излучения; S_k — площадь под низкоэнергетическим распределением, сопровождающим пик полного поглощения.

Как видно из рис. 3, энергетическое разрешение спектрометра для линии ^{137}Cs порядка 12%, что удовлетворительно для кристалла упомянутого размера.

Результаты исследования влияния диаметра отверстий коллиматора на разрешение и фотоклад спектрометра приведены на графике (рис. 4). При

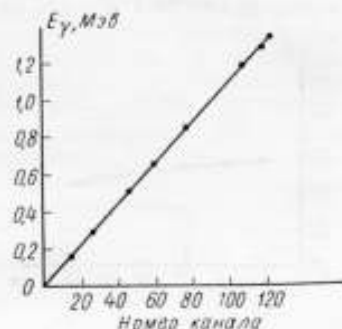


Рис. 1. График градуировки спектрометра

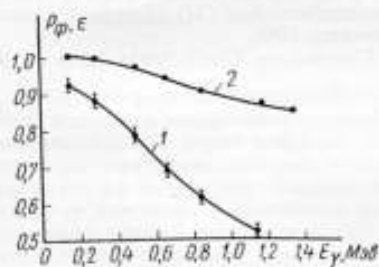


Рис. 2. Зависимость фотоклада P_{Φ} (кривая 1) и полной эффективности ϵ (кривая 2) спектрометра от энергии фотонов γ -излучения при диаметре коллиматора 20 мм

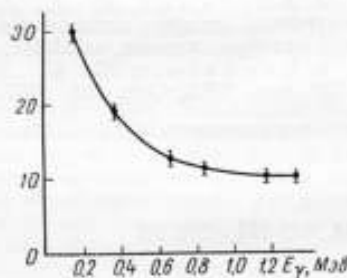


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения δ спектрометра от энергии фотонов γ -излучения

этом разрешение спектрометра практически не изменялось, что согласуется с результатами работы [3].

Полная эффективность ϵ (рис. 2) спектрометра была рассчитана по формуле для параллельного пучка γ -излучения

$$\epsilon = (1 - e^{-\mu_0 h}) e^{-\mu_0 t}, \quad (2)$$

где μ и μ_1 — линейные коэффициенты ослабления излучения в кристалле NaJ (Tl) и в его упаковке соответственно; h — высота кристалла; d — толщина упаковки кристалла.

При расчете использовали значения коэффициентов поглощения, приведенные в работе [4].

Проверка стабильности работы спектрометра показала, что за 8 ч (спектры измеряли спустя 1 ч после включения установки) смещение пика полного поглощения не превышало 2% по шкале амплитуд импульсов.

Приведенные параметры спектрометра полного поглощения свидетельствуют о его высокой эффективности и большом значении фотовклада, что позволяет с успехом использовать его для измерения спектров γ -источников малой активности, применяемых для передачи единицы «рентген» рабочим дозиметрам.

Сравнительно простая форма аппаратурной линии существенно облегчает обработку измеренных спектров и тем самым способствует применению спектрометра с большим кристаллом NaJ (Tl) для абсолютных измерений малых мощностей экспозиционных доз γ -излучения.

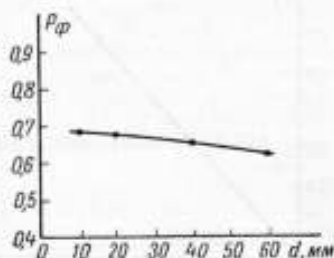


Рис. 4. Зависимость P_{ϕ} фотовклада от диаметра d коллиматора спектрометра

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. И. Дозиметрия понижающих излучений. Атомиздат, 1964.
2. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. Госатомиздат, 1963.
3. Вартанов Н. А., Мысев И. П., Самойлов П. С. Спектрометр полного поглощения с кристаллом NaJ (Tl). Труды Союзного НИИ приборостроения, вып. III, Атомиздат, 1966.
4. Grodstein C. W. X-ray Attenuation Coefficients from 10 kev to 100 Mev. NBS, Circ. 583, 1957.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125 : 539.184

Ю. В. ИВАНОВ, Б. И. КУЗАЕВ, Г. С. ОРЛОВ
ВНИИМ

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ДВУМЯ ДЕТЕКТОРАМИ

Упругое рассеяние нейтронов — наиболее простой вид взаимодействия нейтронов с ядрами атомов. По спектру ядер отдачи, образующихся при упругом рассеянии, определяют спектр нейтронов. Энергия, передаваемая нейтроном ядру, зависит от угла рассеяния. На этом основан «дифференциальный» метод ядер отдачи, состоящий в определении спектра нейтронов по энергетическому распределению направления потока нейтронов этих ядер, вылетающих в узком интервале углов.

Связь между энергиями падающего нейтрона E_{n0} , рассеянного нейтрона E_n и протона отдачи E_p при рассеянии на угол θ находят из соотношений

$$\left. \begin{aligned} E_n &= E_{n0} \cos^2 \theta; \\ E_p &= E_{n0} \sin^2 \theta. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Для определения энергии нейтрона E_{n0} необходимо знать энергию протона отдачи E_p при рассеянии нейтрона на измеряемый угол θ . Таким образом, одновременно надо измерять одним детектором энергию протона отдачи, а вторым — фиксировать угол рассеяния. На этом основан так называемый спектрометр с двумя детекторами на совпадениях (рис. 1). Использование органических сцинтилляторов позволяет получить малое разрешающее время ($\sim 10^{-8}$ сек), что уменьшает фон случайных совпадений и обеспечивает достаточную эффективность регистрации нейтронов.

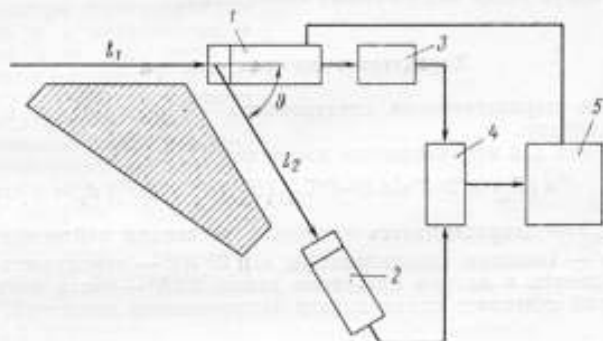


Рис. 1. Принципиальная блок-схема спектрометра
1 — детектор-анализатор; 2 — запускаяющий детектор; 3 — задержка; 4 — схема совпадений; 5 — анализатор импульсов АИ-256.

Принцип работы спектрометра с двумя детекторами. Нейтроны из источника, попадая в водородосодержащий сцинтиллятор детектора-анализатора 1, рассеиваются на ядрах водорода. Протоны отдачи создают на выходе этого детектора импульсы, которые усиливаются линейным усилителем и могут поступать на анализатор импульсов через схему пропускания. На расстоянии l_2 от детектора 1 (пролетное расстояние) под выбранным углом θ к направлению потока нейтронов расположен запускаяющий детектор 2. Нейтрон, рассеянный в детекторе 1 на угол θ , через время, необходимое для пролета расстояния l_2 , достигает сцинтиллятора детектора 2 и создает на его выходе импульс. Этот импульс поступает на один вход схемы совпадений, на другой ее вход поступает импульс от детектора 1, причем этот импульс необходимо задерживать на время пролета рассеянным нейтроном расстояния l_2 . При совпадении импульсов с двух детекторов получается разрешающий импульс, поступающий на управляющую схему, которая, в свою очередь, открывает вход многоканального анализатора. Таким образом, получается амплитудный спектр импульсов от протонов отдачи при рассеянии нейтронов на определенном угле. По этим данным, пользуясь соотношениями (1), получают спектр падающих нейтронов. Если в детекторе 1 рассеяние произошло на угол, отличный от θ , то рассеянный нейтрон не попадет в детектор 2, схема совпадений 4 не сработает, и схема пропускания будет закрыта. В результате протонный импульс с детектора 1 не приходит на анализатор амплитуд.

Таким образом, спектрометр с двумя детекторами позволяет исключить импульсы, образовавшиеся при рассеянии нейтронов на любой другой угол,

и избежать γ - γ совпадений от комптоновского рассеяния γ -квантов в детекторе 1. Для этого необходимо, чтобы время пролета t_n нейтроном расстояния l_2 было больше разрешающего времени $\tau_{\text{ре}}$ схемы совпадения 4, а импульс с детектора 1 задерживался на время $t_{\text{зад}}$, равное времени пролета t_n рассеянного нейтрона. При выполнении этих условий γ -квант, рассеянный в детекторе 1 на угол θ , создает в детекторе 2 импульс, который опережает задержанный импульс от детектора 1, и схема совпадения 4 не срабатывает. Этого достаточно, чтобы импульс, вызванный рассеянием γ -кванта, не пришел на анализатор амплитуд импульсов. В то же время при рассеянии нейтрона на угол θ схема совпадений срабатывает, так как запаздывание импульсов от детектора 2, вызванное пролетом рассеянным нейтроном расстояния l_2 , компенсируется задержкой импульса от детектора 1 в линии задержки. Другими словами, для исключений влияния γ -фона в спектрометре быстрых нейтронов используют различие в скоростях нейтронов и γ -квантов, что дает возможность применить метод задержанных совпадений.

Характеристики спектрометра

Основные характеристики спектрометра — эффективность и энергетическое разрешение.

Выражение для эффективности имеет вид [1, 2]

$$\varepsilon(E_n) = 2\pi K \sin 2\theta \cdot d \theta \Sigma_{\text{H1}}(E_{n0}) d_1 \Sigma_{\text{H2}}(E_n) d_2, \quad (2)$$

где $\Sigma_{\text{H1}}(E_{n0})$ — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на ядрах водорода; d — толщина сцинтиллятора; $\sin 2\theta d \theta$ — вероятность того, что нейтрон рассеется в данном интервале углов; $2\pi K$ — часть азимутального угла, который стягивает сцинтиллятор запускающего детектора.

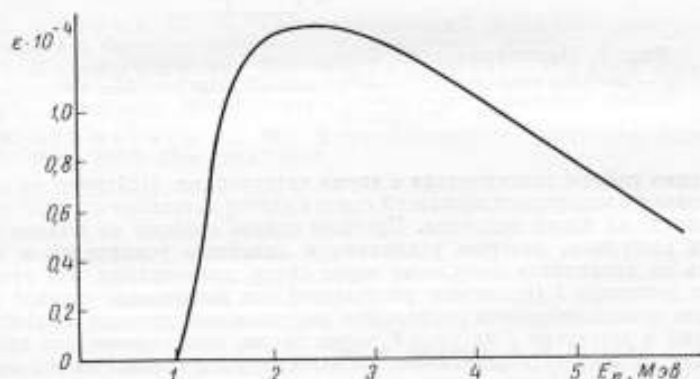


Рис. 2. Эффективность ε спектрометра с двумя детекторами в зависимости от энергии нейтрона E_n

Это выражение справедливо в случае «тонких» сцинтилляторов, когда ослаблением потока нейтронов в самом приборе можно пренебречь.

Вторичное рассеяние нейтрона в детекторе-анализаторе может изменить угол рассеяния, вследствие чего рассеянный нейтрон не попадает в запускающий детектор. Однако поправка на вторичное рассеяние при обычных размерах сцинтилляторов в детекторе-анализаторе ($d_1 = 10 \div 15$ мм, диаметр 30 мм) мала и составляет доли процента по отношению к значению эффективности, вычисленному без этой поправки.

Действительная эффективность будет зависеть от порога схемы совпадения. Порог зависит от амплитуды импульса, поступающего с фотоэлектронного умножителя (тип ФЭУ и напряжение питания), и дальнейшего его усиления до входа схемы совпадения. Необходимо учитывать изменение эффективности при использовании «толстых» сцинтилляторов, когда толщина сцинтиллятора сравнима со средней длиной свободного пробега нейтронов, вследствие чего происходит ослабление потока нейтронов в самом сцинтилляторе и увеличивается вероятность многократного рассеяния.

Характер зависимости эффективности спектрометра от энергии падающих нейтронов для значения порога 250 кэВ и угла рассеяния 45° [6] представлен на рис. 2.

Энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов с двумя детекторами складывается, в основном, из составляющих, связанных со статистическими флуктуациями в сцинтилляторе и ФЭУ детектора-анализатора (статистическое разрешение) и с неточностью в определении угла рассеяния из-за конечных размеров сцинтилляторов того и другого детекторов (геометрическое разрешение).

Существенное ухудшение разрешения происходит также из-за нелинейности в зависимости световых выходов от энергии протона в сцинтилляторе детектора-анализатора. Поэтому полное энергетическое разрешение спектрометра η определяется как

$$\eta = \sqrt{\eta_c^2 + \eta_r^2 + \eta_n^2}, \quad (3)$$

где η_c , η_r , η_n — соответственно составляющие: статистическая, геометрическая и связанная с нелинейным преобразованием энергии протона отдачи в световую.

Дифференцируя выражение (1), получим геометрическое разрешение спектрометра

$$\eta_r = 2 \operatorname{ctg} \theta \cdot d\theta. \quad (4)$$

Полную погрешность $d\theta$ в определении угла рассеяния нейтронов в спектрометре найдем из его геометрии (рис. 3). Она складывается из двух величин

$$d\theta = d\theta_1 + d\theta_2, \quad (5)$$

связанных с конечными размерами сцинтилляторов обоих детекторов 1 и 2 спектрометра. Тогда

$$\eta_r = 4 \operatorname{ctg} \theta \left[\operatorname{arctg} \frac{r_1}{l_1} + \operatorname{arctg} \frac{r_2}{l_2} \right], \quad (6)$$

где r_1 и r_2 — радиусы каждого из сцинтилляторов.

Как видно из выражения (6), геометрическое разрешение спектрометра уменьшается с увеличением угла рассеяния и при угле 90° близко к нулю. В этом случае основной вклад в энергетическое разрешение спектрометра вносят статистические флуктуации в световой вспышке сцинтиллятора и флуктуации коэффициента умножения ФЭУ.

Угол рассеяния θ и пролетное расстояние l_2 определяют эффективность и геометрическое разрешение спектрометра: увеличение угла рассеяния уменьшает разрешение и увеличивает эффективность спектрометра. Однако наряду с этими положительными качествами увеличение угла рассеяния приводит к уменьшению энергии рассеянных нейтронов и, в конечном счете,

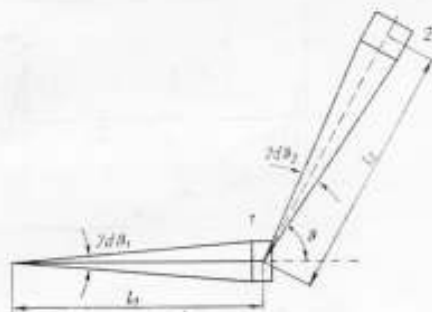


Рис. 3. Геометрия спектрометра
1 — детектор-анализатор; 2 — запускающий детектор

отодвигает нижнюю границу измеряемого диапазона в сторону больших энергий. Практически находят оптимальное значение угла рассеяния, которое должно лежать в пределах $45-65^\circ$.

Пролетное расстояние также влияет на эффективность и геометрическое разрешение. Угол рассеяния θ и пролетное расстояние l_2 — основные факторы, определяющие конструкцию спектрометра. Но для любых выбранных значений угла θ и расстояния l_2 можно подобрать необходимое время задержки $t_{зд}$ и разрешающее время схемы совпадения $\tau_{сс}$, чтобы обеспечить правильную работу спектрометра и в одном цикле измерений получить весь спектр нейтронов в диапазоне энергий $1-15$ Мэв. Это позволяет использовать для набора информации многоканальные амплитудные анализаторы.

На рис. 4 показано расположение во времени импульсов от двух детекторов спектрометра. Выбран $t_{зд} = t_1 + 1/2 \Delta t$, а разрешающее время $\tau_{сс}$

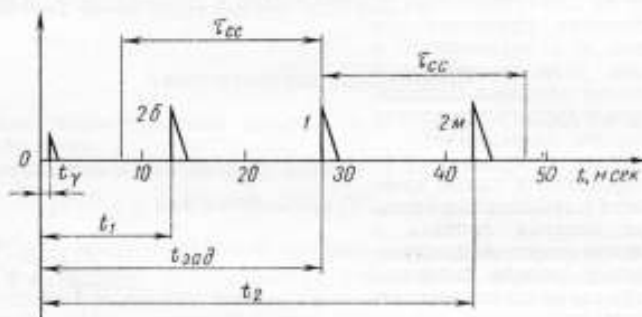


Рис. 4. Диаграмма расположения импульсов во времени
1 — импульсы от первого детектора; 2 — от второго (2Б — от нейтрона быстрой части спектра, 2М — от медленной)

несколько больше $1/2 \Delta t$, мы выполняем все необходимые условия, т. е. охватываем весь диапазон рассеянных нейтронов и делаем спектрометр нечувствительным к γ -излучению.

Экспериментальная установка

Блок детектора спектрометра состоит из сцинтилляционного кристалла с фотоумножителем и некоторого дополнительного электронного устройства (катодный повторитель, усилитель-ограничитель и т. д.). Детектор должен иметь большой коэффициент внутреннего усиления, чтобы порог по энергии протонов отдачи был небольшим. Прежде чем удалось остановиться на отобранных экземплярах ФЭУ-53, пришлось исследовать несколько типов ФЭУ (ФЭУ-33, 36 и 53) по коэффициенту усиления, темповому току и энергетическому разрешению. ФЭУ-53 обладают хорошей стабильностью при длительных измерениях, лучшим энергетическим разрешением и достаточным коэффициентом усиления. Однако энергетический порог без дополнительного усиления сигнала с анода ФЭУ был велик (300—400 кэв в шкале энергий протонов отдачи), поэтому в спектрометре использовали промежуточный усилитель-формирователь (с фронтом нарастания в несколько наносекунд и коэффициентом усиления 5—10). Схема этого усилителя позаимствована из выпускаемого промышленностью сцинтилляционного детектора УСД-4. Дополнительный усилитель-формирователь помог снизить энергетический порог спектрометра и обеспечить более стабильную работу схемы совпадения (тип БДС-1), которая давала возможность изменять разрешающее время $\tau_{сс}$ и производить необходимую задержку импульсов с детектора-анализатора с помощью геликонда или подключения дополнительного кабеля. Изменением

потенциалов диода смещения и диода дискриминации можно в некоторой степени регулировать пороги срабатывания схемы совпадения.

Для анализа амплитуд спектра протонов отдачи были использованы импульсы, снимаемые с диода ФЭУ. Чтобы не перегружать первые каналы последующего усилителя, импульсы снимали с 11-го диода, где амплитуда его еще невелика (0,1 — 1 э). В качестве спектрометрического усилителя

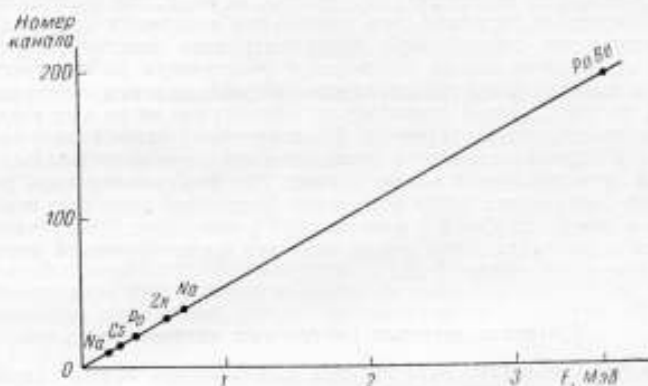


Рис. 5. Зависимость амплитуды импульса от γ -излучения

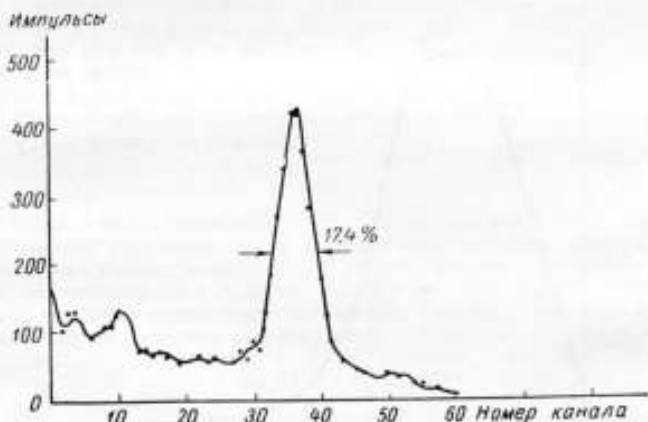


Рис. 6. Спектр γ -излучения изотопа ^{65}Zn

служил усилитель УИС-2 (внутренний усилитель АИ-256). Линейность системы сцинтилятор + ФЭУ + усилитель исследовали экспериментально. Систему градуировали, измеряя для угла рассеяния 60° спектр электронов при комптоновском рассеянии γ -квантов ^{137}Cs ($E_\gamma = 0,661 \text{ МэВ}$), ^{65}Zn ($E_\gamma = 1,12 \text{ МэВ}$), ^{22}Na ($E_\gamma = 0,511$ и $1,277 \text{ МэВ}$) и γ -излучение PoBe-нейтронного источника ($E_\gamma = 0,803 \text{ МэВ}$ и $4,43 \text{ МэВ}$), т. е. таким образом фактически проверяли согласование работы всех узлов установки в режиме γ -спектрометра. Полученная зависимость представлена на рис. 5. При этих условиях на один канал анализатора приходится 18,56 кэВ энергии электрона (энергия 3,62 МэВ

соответствует 196 каналу анализатора). На рис. 6 представлен γ -спектр изотопа ^{65}Zn .

При длительных измерениях существенным фактором получения надежных и воспроизводимых результатов является стабильность установки в целом. При непрерывном контроле работы спектрометра в течение 60 ч по положению пика комптоновского рассеяния электронов ^{65}Zn и скорости счета совпадений заметных отклонений обнаружено не было. Это позволило в дальнейшем набирать информацию при длительном измерении спектров нейтронов. Конструкция спектрометра предусматривает защиту запускающего детектора от прямого потока нейтронов и γ -излучения (нейтронного источника). Для защиты от нейтронов служил парафин в смеси с фтористым литием (10% по весу). Литий использовали потому, что он не дает γ -излучения от захвата замедленных нейтронов. Конструктивно защита от γ -излучения оформлена в виде заполненных металлической ртутью отдельных блоков высотой 15 см и различной конфигурации. Это дает возможность использовать защиту при разных углах рассеяния (установка допускает выбор угла рассеяния в пределах 45—90°) и пролетных расстояниях. Запускающий детектор для уменьшения фона также окружен цилиндрической защитой из свинца с толщиной стенки 5 см.

Измерение спектров нейтронных источников

Для набора аппаратного спектра разрешающее время схемы совпадения $\tau_{\text{св}}$ и время задержки $t_{\text{зд}}$ выбирают в соответствии с определенной геометрией опыта и энергетическим диапазоном измеряемых нейтронов.

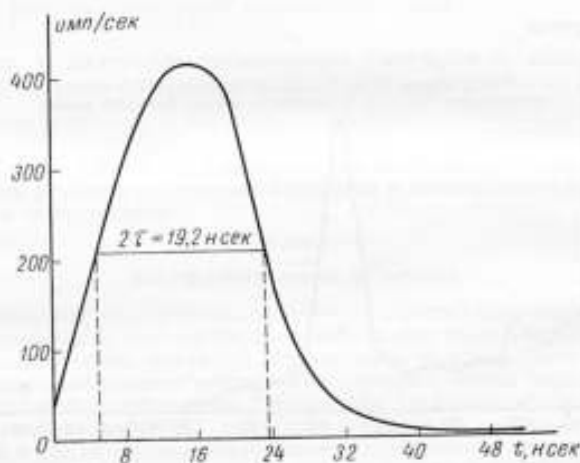


Рис. 7. Определение разрешающего времени схемы совпадений

Для угла рассеяния 60° и расстояния между детекторами 30 см необходимо иметь $t_{\text{зд}} = 28$ нсек и $\tau_{\text{св}} \approx 20$ нсек (для нейтронов PoBe - и PuBe -источников). Разрешающее время схемы совпадений ($\tau_{\text{св}} = 19,2$ нсек) и положение вершины пика на шкале времени, необходимое для определения задержки при наборе спектра нейтронов, найдено по γ - γ -совпадениям (рис. 7). Задержка осуществляется подключением кабеля РК-2 длиной 5 м и геликондом БДС-1.

Фон случайных совпадений составляет 2—3% при измерении γ - γ -совпадений и 13—15% — при измерении спектров нейтронов и загрузке детек-

тора-анализатора ~ 8000 илп/сек. Эта величина не ограничивает возможности спектрометра, так как из набранного аппаратного спектра следует вычитать спектр фона случайных совпадений, который был набран при задержке $t_{\text{зад}}$ (n мсек), превышающей сумму разрешающего времени $\tau_{\text{се}}$ и времени пролета наиболее медленных нейтронов спектра источника, т. е.

$$t_{\text{зад}} > \tau_{\text{се}} + t_{\text{медл.н}} = 20 \text{ мсек} + 45 \text{ мсек} = 65 \text{ мсек}.$$

Для получения такой задержки использовали кабель РК-2 длиной 16 м ($t_{\text{зад}} = 80$ мсек).

Определение истинного спектра нейтронов из аппаратного спектра

При измерениях спектр импульсов определяют в вольтгах (или номерах каналов); чтобы получить спектр нейтронов в мегаэлектронвольтах, необходимо иметь шкалу анализатора, проградуированную в энергии электронов отдачи. Такая шкала была получена при измерении спектров γ -излучения известных энергий в режиме комптоновского γ -спектрометра. Зависимость световых выходов от энергии протонов дала возможность перейти к шкале, градуированной в энергии протонов отдачи [2]. Следующим этапом определения истинного спектра был переход к энергиям нейтронов источника, т. е. введение поправки на энергию, уносимую рассеянным нейтроном. Из выражения (1) имеем

$$E_{\text{но}} = \frac{E_p}{\sin^2 \theta}.$$

Для перехода от шкалы E_p (Мэв) к шкале $E_{\text{но}}$ следует для угла рассеяния 60° применять коэффициент $4/3$, а для угла 45° — коэффициент 2; для спектрометра с углом рассеяния, близким к 90° , переходный коэффициент не нужен, так как при $\theta \approx 90^\circ$ будет $E_p \approx E_{\text{но}}$, погрешность при этом составляет доли процента.

Чтобы определить истинный спектр импульсов, из полученного аппаратного спектра следует исключить импульсы, обусловленные случайными совпадениями, пользуясь выражением

$$N_i = N_{i \text{ изм}} - N_{i \text{ случ}},$$

где i — номер канала-анализатора; $N_{i \text{ случ}}$ определяют, как указано выше.

Полученный истинный спектр импульсов далее исправляют на нелинейность светового выхода кристалла от энергии протона, для чего число импульсов, соответствующее каждой энергии протона отдачи, умножают на dL/dE_p . Для этого можно воспользоваться кривыми зависимости световых выходов L от энергии протонов или достаточно точной аппроксимацией:

$$dL/dE_p \sim E_p^{1,7} [1,7].$$

Последним этапом является переход от распределения импульсов по энергиям к распределению нейтронов по энергиям $N_n(E_{\text{но}})$, т. е. введение поправки на эффективность спектрометра $\varepsilon(E_{\text{но}})$ в зависимости от энергии нейтронов

$$N_n(E_{\text{но}}) = \frac{N(E_{\text{но}})}{\varepsilon(E_{\text{но}})}.$$

В эффективности $\varepsilon(E_{\text{но}})$ учитывается и энергетический порог спектрометра.

Описанным выше способом экспериментально измерены и обработаны спектры нейтронов PoBe -, PuBe - и PoB -нейтронных источников. Для всех типов нейтронных источников обработка результатов измерения аналогична, но сами аппаратные спектры различаются для источников с различным энергетическим диапазоном.

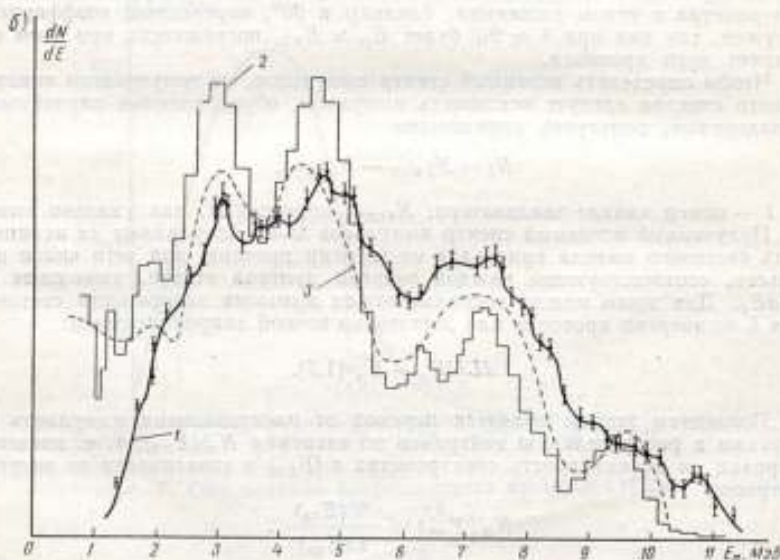
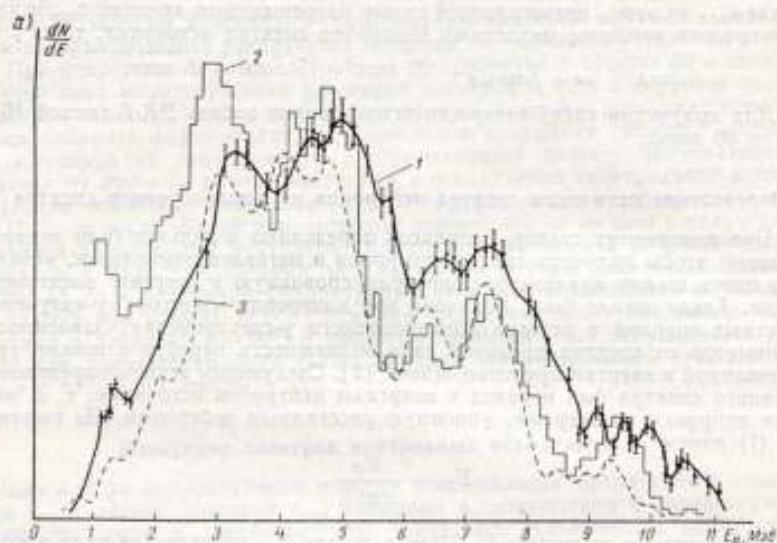


Рис. 8. Спектры нейтронов: а — PoBe-источника, б — PuBe-источника
 Спектры PoBe-источника измерены: 1 — во ВНИИМ, 2 — в работе [11], 3 — в работе [8];
 Pu Be-источника: 1 и 2 — тоже ВНИИМ и [11], 3 — в работе [9]

Все спектры измерены на данной установке в одинаковой геометрии (угол рассеяния $\theta = 60^\circ$ и пролетное расстояние $l_2 = 30$ см, $l_1 = 30$ см, размеры сцинтилляторов: $d_1 = 3$ см, $h_1 = 2$ см и $d_2 = 3$ см, $h_2 = 4$ см) и все они одинаковы по статистике (рис. 8 и 9). Из рисунков видно, что имеется хорошее согласие спектров, измеренных на данной установке, со спектрами, измеренными другими авторами [9—12].

Так, например, наличие и положение соответствующих максимумов и минимумов числа нейтронов в зависимости от энергии полностью совпадают. Однако относительные значения отдельных пиков, как следует из работы [8], могут весьма различаться для нейтронных источников разного приготовления и упаковки. На рис. 8 также видно, что экспериментальные спектры несколько сдвинуты в сторону больших энергий в сравнении со спектрами,

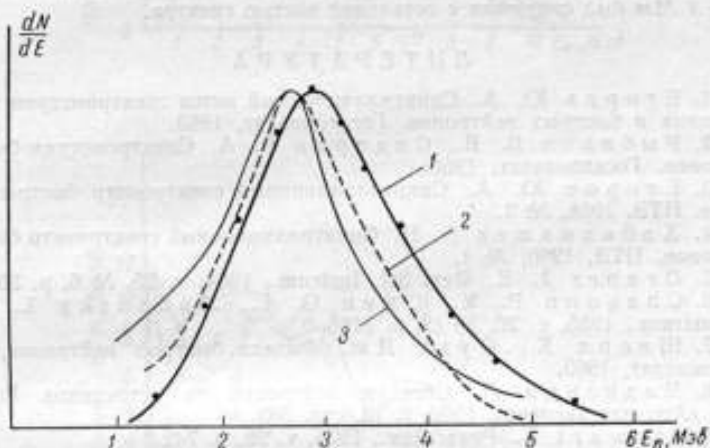


Рис. 9. Спектр нейтронов PoBe-источника, измеренный: 1 — во ВНИИМ, 2 — в работе [10], 3 — в работе [12]

взятыми из литературы. Это можно объяснить тем, что переход от значения импульса в вольтах к значению энергии в мегаэлектронвольтах в нашем случае произведен по одинаковому световыходу для электронов и протонов, а не градуировкой шкал непосредственно по энергии отдельных групп моноэнергетических нейтронов. Поэтому возможна некоторая систематическая погрешность в градуировке шкалы энергии (не более 300 кэВ для энергии 11 МэВ).

Выводы

1. Эффективность двухкристалльного сцинтилляционного спектрометра (для $l_2 = 30$ см) составляет $1 \cdot 10^{-4}$ на нейтрон, падающий на детектор-анализатор [3—6]. Поэтому даже для источника с потоком $5 \cdot 10^6$ нейтр/сек приходится проводить непрерывные измерения в течение 30—40 ч. Для повышения эффективности спектрометра увеличивают число задающих детекторов (регистрирующих рассеянные нейтроны), например до 10, как в работе [6], либо создают круговой задающий детектор, используя для этого твердый пластический или жидкий сцинтиллятор.

2. Энергетическое разрешение двухкристалльного сцинтилляционного спектрометра оценить по измерениям моноэнергетических нейтронов не представлялось возможным. Были измерены спектры комптоновского рассеяния некоторых γ -излучателей. Так, например, со спектрометрическим кристаллом антрацена ($d = 20$ мм, $h = 5$ мм) получено во ВНИИМ энергетическое

разрешение для ^{63}Zn , равное 14%, что близко к данным работы [4]. Для нейтронов с энергией 3 Мэв это соответствует разрешению 11—12% [4, 6]. Спектры нейтронных источников были измерены с кристаллом стильбена ($d = 30$ мм, $h = 20$ мм), который не является спектрометрическим и, следовательно, практическое разрешение, полученное на спектрах рис. 8 и 9, несколько хуже.

3. Энергетический диапазон спектрометра при измерении всего спектра нейтронного источника (до 12 Мэв) начинается с 1 Мэв. Это определяется пороговой энергией протонов отдачи, зарегистрированной электронной аппаратурой. Однако для более узкой области энергии нейтронов (например до 4 Мэв) возможно увеличить коэффициент умножения ФЭУ и снизить энергетический порог спектрометра до $\sim 0,6$ Мэв. При таком измерении PoBe -нейтронного источника полученный спектр нейтронов в диапазоне энергий 0,6 — 4 Мэв был сопряжен с остальной частью спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. Госатомиздат, 1963.
2. Рыбаков В. В., Сидоров В. А. Спектрометрия быстрых нейтронов. Госатомиздат, 1958.
3. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов. ПТЭ, 1958, № 3.
4. Хабахпашев А. Н. Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов. ПТЭ, 1960, № 1.
5. Draper J. E. Rev. Sci. Instrum., 1954, v. 25, № 6, p. 558.
6. Chagnon P. R., Owen G. E., Madansky L. Rev. Sci. Instrum., 1955, v. 26, № 12, p. 1165.
7. Шварц К., Оуэн Дж. Физика быстрых нейтронов, т. 1. Госатомиздат, 1963.
8. Медвецки Л. Спектры нейтронов из источников PoBe и RaBe . «Атомная энергия», 1962, т. 13, стр. 583.
9. Stewart L. Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 742.
10. Cochran R. G., Henry K. M. Rev. Sci. Instrum., 1955, v. 26, p. 757.
11. Трыков Л. А., Кухтевич В. И., Трыков О. А. Измерение спектров нейтронов стандартных источников PoBe , PuBe и RaBe при помощи однокристалльного сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов. «Бюллетень информационного центра по ядерным данным», вып. 11, Атомиздат, 1965.
12. Geiger K. W., Jarvis C. J. Can. J. Phys., 1962, v. 40, p. 33.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5.03

Б. Н. КРЫЛОВ, В. И. ФОМИНЫХ
ВНИИМ

НЕЙТРОНЫ С ЭНЕРГИЕЙ МЕНЕЕ 1 Мэв В СПЕКТРАХ $\text{Be}(\alpha, n)$ - НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Результаты разных измерений нейтронных спектров образцовых $\text{Be}(\alpha, n)$ -источников, как правило, согласуются между собой в области энергии нейтронов более 2—3 Мэв [1, 2].

С одной стороны, несмотря на различие средних энергий α -частиц, у большинства распространенных α -излучателей (от 5,15 Мэв у ^{239}Pu до 6,4 Мэв у ^{227}Ac) экспериментальные нейтронные спектры разных $\text{Be}(\alpha, n)$ -источников также в общем совпадают между собой в области энергии более 2 Мэв

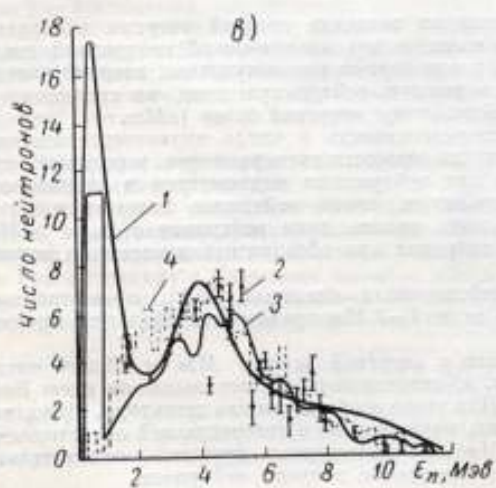
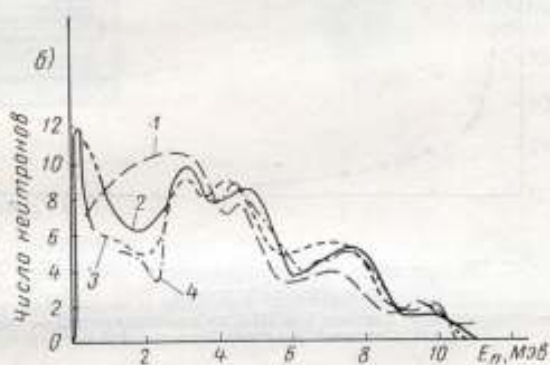
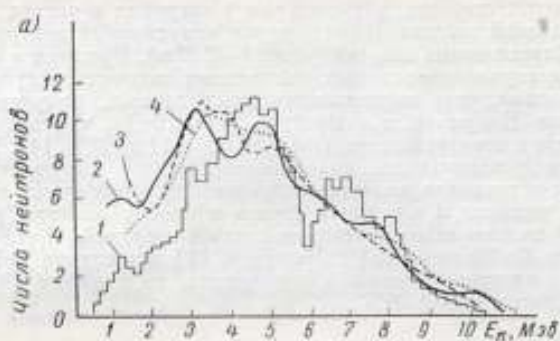


Рис. 1. Энергетические спектры нейтронов: а — PoBe-источника [1, 3], б — $^{210}\text{PoBe}$ (α, n)-источника, в — RaBe (α, n)-источника

а — 1 — метод ядерных эмульсий, 2 — 4 — измеренный спектр; б — 1 — Точилин [27], 2 — Андерсон и Бонд [9], 3 — Стюарт [7, 8], 4 — Брок и Андерсон [19]; в — 1 — вычисленный спектр [1], 2 — экспериментальные точки [1], 3 — измеренный спектр [4], 4 — эксперимент [3]

(рис.1). С другой стороны, расхождения в энергиях α -частиц проявляются как в наблюдаемой максимальной энергии испускаемых нейтронов, так и в числе их в области малых энергий (менее 1—2 Мэв). При этом в области энергий даже для случая однотипных нейтронных источников существуют значительные расхождения экспериментальных данных, полученных различными авторами. Например, в литературе для RaBe (α, n)-источника указаны доли нейтронов с энергией менее 1 Мэв от 5% [3] до 37% [4]. В ряде работ отмечено, что существование низкоэнергетического компонента в случае PoBe- и PuBe-источников является спорным. Это объясняется тем, что энергия α -частиц полония и плутония близка к порогу реакции расщепления, ответственной за появление нейтронов с малой энергией. И если результаты экспериментов Де Пангера [5] и Медвеcki [3] для случая PoBe-источника указывают на отсутствие мягкого компонента, то в работе [6] отмечается наличие его, достигающее 30%.

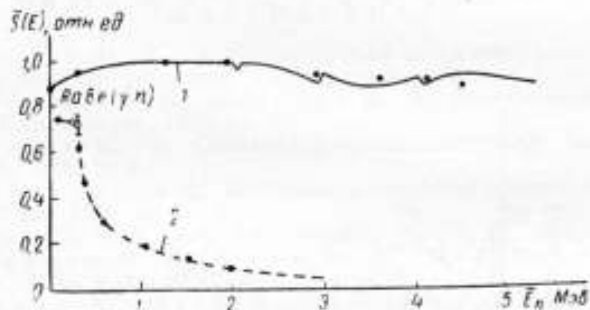


Рис. 2. Зависимость чувствительности счетчиков от энергии нейтронов
1 — «всеволновой» счетчик ВНИИМ из полиэтилена; 2 — «медленный» счетчик (данные Боннера [10])

Присутствие группы нейтронов с малой энергией в спектрах PuBe-источников, не обнаруженной в ранних измерениях Стюартом [7], отмечено в работах [6, 8, 9].

Такие расхождения влияют на значение средней энергии нейтронов источника — характеристику, важную для практической нейтронной дозиметрии. Кроме того, известно, что нейтроны промежуточных энергий вносят относительно большой вклад в полную нейтронную дозу, по сравнению с тепловыми нейтронами или нейтронами с энергией более 1 Мэв.

В некоторых случаях неопределенность в числе низкоэнергетических нейтронов спектра сказывается на точности экспериментов, в которых нейтронные детекторы (особенно для нейтронных радиометров и дозиметров) градуируют по Be (α, n)-источникам, поток нейтронов которых измерен абсолютным методом. Кроме того, знание доли нейтронов с $E_n < 1$ Мэв также необходимо при учете поправок при абсолютных измерениях потока нейтронных источников.

Поэтому исследование действующих спектров Be (α, n)-нейтронных источников в области энергий менее 1—2 Мэв представляет большой практический интерес.

Для оценки доли нейтронов с энергией менее 1 Мэв от общего числа нейтронов, испускаемых Be (α, n)-источниками, мы использовали идею Боннера с сотрудниками [10, 11]. Для этого необходимы два детектора, эффективность одного из них должна быть максимальна в интересующей области энергий (в нашем случае менее 1 Мэв), а эффективность другого — относительно постоянна во всем измеряемом интервале энергий нейтронов.

В данной работе выполнены две серии измерений нейтронных спектров, в которых использовали различные измерительные системы.

В первой серии применяли метод «счетчиковых» отношений с использованием образцового «всеволонового» счетчика из полиэтилена [12], а в качестве «медленного» счетчика — детектора, подобного описанному в работе [10].

«Медленный» счетчик представлял собой BF_3 -детектор, помещенный в полиэтиленовый цилиндр с толщиной стенок 12 мм. Наружную поверхность такой системы покрывали слоем кадмия толщиной 1 мм. Чувствительность «медленного» счетчика максимальна к нейтронам с энергией менее 1 Мэв (рис. 2), что показано в работе [10], в которой использованы моноэнергетические нейтроны.

В измерениях ВНИИМ абсолютная чувствительность «медленного» счетчика определена при помощи RaBe (γ, n)-источника ($E_n \approx 0,3$ Мэв), поток нейтронов которого измерен абсолютным методом активации марганца. Доля нейтронов с энергией менее 1 Мэв измерена в открытой геометрии (рис. 3).

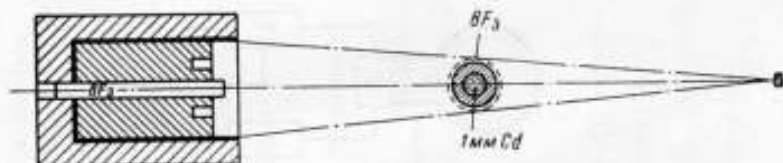


Рис. 3. Геометрия измерения с «всеволоновым» счетчиком

Оба счетчика захватывали один и тот же телесный угол. При этом предполагали, что число отсчетов «всеволонового» счетчика пропорционально полному числу нейтронов, испускаемых источником, а показания «медленного» счетчика — числу нейтронов с энергией менее 1 Мэв. Долю нейтронов β (%) с энергией менее 1 Мэв рассчитывали по формуле

$$\beta = \eta(E) \frac{N}{N_n} \cdot \frac{r^2}{(R + \Delta r)^2}, \quad (1)$$

где η — постоянный коэффициент, зависящий от конкретной конструкции «медленного» счетчика и от отношения эффективных площадей используемых счетчиков; $\eta(E)$ — эффективность «всеволонового» счетчика к нейтронам данного источника; N, N_n — скорости счета при измерениях с «медленным» и «всеволоновым» счетчиками; r, R — расстояния от источника нейтронов до центра счетчиков; Δr — поправка на эффективный центр «всеволонового» счетчика.

Коэффициент η определяли экспериментально при абсолютной калибровке «медленного» счетчика.

В полученное число отсчетов вводили поправки на фон рассеянного излучения, на эффективный центр (только для «всеволонового» счетчика) и на чувствительность «медленного» счетчика к нейтронам с $E_n > 1$ Мэв (определяли по PoBe -источнику с известным потоком нейтронов).

Погрешность значения β , основной вклад в которую вносит погрешность определения коэффициента η , оценивали по формуле

$$\delta_\beta = \sqrt{\delta_\eta^2 + \delta_N^2 + 2\delta_N^2 + 4\delta_{\Delta r}^2}, \quad (2)$$

где $\delta_\beta, \delta_\eta, \delta_N, \delta_{\Delta r}$ — относительные средние квадратические погрешности измерения соответствующих величин.

Так как расстояния R и r были известны достаточно точно ($\delta R \approx \delta r < 0,2\%$), соответствующую погрешность не учитывали. Скорости счета N и N_n измеряли с одинаковой относительной ошибкой ($\delta_N \approx \delta_{N_n}$).

При этом погрешность измерения δ_3 составляла $\sim 35\%$.

Данным методом была определена доля нейтронов с $E_n < 1$ Мэв для случая, когда PoBe-источник помещен в коллимирующее устройство УКПН, предназначенное для градуировки нейтронных радиометров и дозиметров в коллимированном пучке*, и исследованы PoBe-, $^{238}\text{PuBe}$ - и RaBe (α, n)-источники.

В качестве контрольного использовали PoB-источник.

Эти эксперименты показали, что вследствие особенности конструкции коллиматора и наличия в материале коллимационного узла примеси бора, изменение в мягкой части нейтронного спектра ($E_n < 1$ Мэв) при помещении PoBe-источника в коллиматор УКПН незначительно ($\sim 14\%$). Результаты измерений вместе с данными других авторов приведены в табл. 2 и 3.

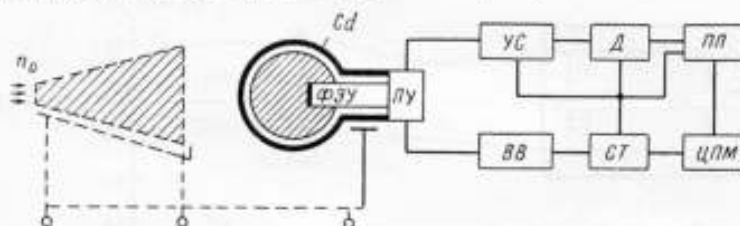


Рис. 4. Блок-схема сферического детектора

ФЭУ — фотоумножитель, ПУ — преусилитель, УС — усилитель, Д — дискриминатор, ПП — пересчетный прибор, ЦПМ — цифровая машина, СТ — стабилизатор, ВВ — высоковольтный выпрямитель.

В настоящее время во ВНИИМ разработаны надежные методы абсолютных и относительных измерений потока нейтронов радиоактивных источников [13]. Поэтому во второй серии измерений вначале определяли поток нейтронов Q исследуемого источника, а затем число нейтронов Q_1 с энергией менее 1 Мэв. В качестве детектора с максимальной эффективностью в области малых энергий нейтронов служила сцинтилляционная таблетка из смеси V_2O_5 и ZnS (Ag) , помещенная в полиэтиленовую сферу диаметром 6,3 см (рис. 4). Снаружи сферу покрывали кадмиевым экраном. Эффективность такой системы в области энергий 0 — 1 Мэв, как это экспериментально показано в работе [14], в которой использовали моноэнергетичес-

Таблица 1

| PoB-источник | | | | |
|-----------------------|---|--------------|--|-------------------|
| Обозначение источника | Поток нейтронов Q , $\frac{\text{нейтр}}{\text{сек}}$ | $\delta, \%$ | Метод определения | Автор |
| PoB | 10^6 | 1—2 | Ядерные фотомульсии | 1962, Гейгер [15] |
| PoB | $2,24 \cdot 10^6$ | 2 | Метод замедления, сферический детектор | Данная работа |

* См. стр. 107.

Результаты измерения радиоактивных источников

| Обозначение источника | Поток нейтронов Q , нейтр./сек | λ_n , % ($E_n < 1 \text{ МэВ}$) | Метод определения | Автор |
|---|----------------------------------|--|---|--|
| Р о в е - И с т о ч н и к | | | | |
| РoBe | $5 \cdot 10^8$ | 30 | Сцинтилляционный спектрометр | 1965, Трыков, Кухтевич [6], Трыков [26] |
| РoBe-1-377 | $8,2 \cdot 10^6$ | 2 | Ядерные фотоэмюльсии | 1962, Медвенки [3] |
| РoBe-11-NP-189 | $3 \cdot 10^7$ | 1 | » | 1962, » [3] |
| РoBe | $2,8 \cdot 10^8$ | 3 | » | 1962, Ноттариго [16] |
| РoBe | — | 6-20* в зависимости от массы | Метод активации, β -детектор | 1962, Богарт и Шук [17] |
| РoBe-7257 | $1,29 \cdot 10^7$ | Ве 16 | Метод замедления, сферический детектор | Данная работа |
| РoBe-4566 | 10^7 | 16 | Метод счетчиковых отношений* | » |
| РoBe-3376 | — | 13 | » | » |
| РoBe-4301 | $3 \cdot 10^6$ | 14 | » | » |
| РoBe-4301 в коллимационном узле УКПН** | — | 28 | » | » |
| Р о в е - И с т о ч н и к | | | | |
| РuBe | 10^6 | 9 | Ядерные фотоэмюльсии | 1955, Стюарт [7] |
| РuBe | $1,7 \cdot 10^6$ | 9 | » | 1960, Брок и Андерсон [19] |
| РuBe | $1,34 \cdot 10^6$ | 15 | Метод замедления, сферические детекторы | 1962, Романи и др. [8] |

* $E_n = 1,6 \text{ МэВ}$.

** См. стр. 107.

| Область источника | Поток нейтронов $Q, \frac{\text{нейтрон}}{\text{сек}}$ | $(E_n \geq 1 \text{ Мэв})$ | Метод определения | Автор |
|----------------------------------|--|---|---|--------------------------------|
| RuBe | — | 6-20 **, в зависимости от массы берилли | Активационный In-детектор | 1962, Богарт и Шук [17] |
| RuBe | 10^7 | 15 | Ядерные фотоэмulsionи | 1963, Андерсон и Бонд [9] |
| RuBe | — | 10 | Метод ядер отдачи | 1963, Акаги и др. [24] |
| RuBe | 10^7 | 25 | Активационный детектор | 1964, Хирти [18] |
| RuBe | $2 \cdot 10^7$ | 30 | Сцинтилляционный спектрометр | 1965, Трыков, Кухтевич [6, 26] |
| RuBe-039 | $0,91 \cdot 10^6$ | 14 | Метод замедления, сферический детектор | Данная работа |
| RuBe-040 | $0,98 \cdot 10^6$ | 14 | То же | » |
| RuBe-041 | $0,97 \cdot 10^6$ | 14 | » | » |
| RuBe-043 | $0,92 \cdot 10^6$ | 14 | » | » |
| RuBe-045 | $1,08 \cdot 10^6$ | 14 | » | » |
| RuBe-127-67 | $4,85 \cdot 10^6$ | 17 | » | » |
| RuBe-130-67 | $4,44 \cdot 10^6$ | 17 | » | » |
| А с в е - и с т о ч н и к | | | | |
| AsBe | — | — | Ядерные фотоэмulsionи | 1957, Гейгер [21] |
| AsBe | $5 \cdot 10^6$ | 20 | Метод замедления, сферические детекторы | Данная работа |
| AsBe | 10^6 | 16 | Метод счетчиковых отношений | » |

Результаты измерения RaBe (γ , β)-источника

| Обозначение источника | Поток нейтронов Q_n , $\frac{\text{нейтр.}}{\text{сек}}$ | Масса Be, г | λ , % | E_{β} , Мэв | Метод измерения | Автор |
|-----------------------|--|-------------|---------------|-------------------|---|------------------------------|
| RaBe | | | 26 | 0,5 (1) | Двойной дозиметр | 1959, Де Пангер [5] |
| RaBe | | | 30 | 1,5 | Теоретический | 1959, Хесс [20] |
| RaBe | | 0,1 : 10 | 20 : 30 | 1,6 | Активационные In-детекторы | 1962, Богарт и Шук [17] |
| RaBe | $3 \cdot 10^6$ | — | 27 | 1 | Сцинтилляционный спектрометр | 1965, Трыков и др. [6], [26] |
| RaBe | | — | 3 | 1 | Ядерные фотоэмульсии | 1962, Медвецкий [3] |
| RaBe | $6,7 \cdot 10^6$ | 0,5 | 37 ± 15 | 0,75 | » | 1964, Гейгер [4] |
| RWS-10 117 | 10^6 | 0,5 | 23 | 1,6 | Активационные In-детекторы | 1962, Богарт и Шук [17] |
| RaBe | $1,47 \cdot 10^6$ | — | 30 | 1,5 | » | 1964, Хирт [25] |
| 2-ЭН-100 | $1,05 \cdot 10^6$ | 0,6 | 24 | 1 | Метод замедления, сферические детекторы | Данная работа |
| 2-ЭН-500 | $6,38 \cdot 10^6$ | 3 | 26 | 1 | То же | » |
| НР-115 | $3,06 \cdot 10^6$ | — | 30 | 1 | Метод «счетчиковых» отношений | » |

кие нейтроны от электростатического ускорителя, относительно постоянна в интересующем нас диапазоне энергий и спадает в области больших энергий (рис. 5). С учетом этого среднюю абсолютную эффективность такого детектора в области малых энергий $\bar{\epsilon}$ также определяли по RaBe (γ, n)-источнику по формуле

$$\bar{\epsilon} = \frac{(N - N_p) 4\pi R^2}{QS}, \quad (3)$$

где $\bar{\epsilon}$ — средняя эффективность детектора к нейтронам источника с потоком нейтронов Q ; N — скорость счета; N_p — поправка на рассеянное излучение; R — расстояние от источника до центра детектора; S — площадь детектора.

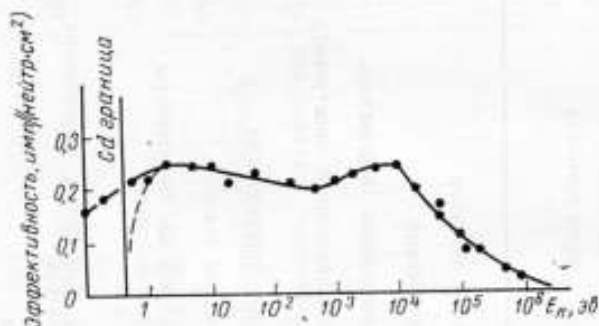


Рис. 5. Зависимость эффективности в сферического детектора от энергии нейтронов

Полученное экспериментально значение средней эффективности $\bar{\epsilon}$ удовлетворительно согласуется со значением, рассчитанным на основании данных рис. 5 по формуле

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_0^1 \epsilon(E) dE}{\int_0^1 dE}. \quad (4)$$

Средняя эффективность детектора $\bar{\epsilon}_2$ в области энергий выше 1 Мэв оценивали по PoВ-источнику с известным потоком и спектром нейтронов (у PoВ-источника ~98% всех испускаемых нейтронов имеют энергию более 1 Мэв).

На основании изложенного можно записать

$$\bar{\epsilon} = \frac{Q_1}{Q}, \quad (5)$$

где Q_1 — число нейтронов источника с энергией менее 1 Мэв; Q — поток нейтронов источника.

Если Q_2 — число нейтронов с энергией более 1 Мэв, то очевидно, что

$$Q_1 + Q_2 = Q. \quad (6)$$

Тогда с учетом выражения (1) получим

$$N - N_{cp} = \frac{\bar{\epsilon} QS}{4\pi R^2}, \quad (7)$$

или, обозначив,

$$N_0 = N - N_{\text{ср}} \text{ и } \frac{S}{4\pi R^2} = \alpha(r), \quad (8)$$

где $\alpha(r)$ — геометрический коэффициент, получим

$$N_0 = \bar{\varepsilon} Q \alpha(r). \quad (9)$$

В общем случае измеряемую экспериментально скорость счета можно представить как

$$N_0 = Q_1 \bar{\varepsilon}_1 \alpha(r) + Q_2 \bar{\varepsilon}_2 \alpha(r). \quad (10)$$

Тогда, решая систему из выражений (6) и (10), получим

$$Q_1 = \frac{N_0 - Q}{(\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_2) \alpha(r)}, \quad (11)$$

откуда

$$\beta = \frac{N_0 - Q \alpha(r) \bar{\varepsilon}_2}{(\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_2) \alpha(r) Q}. \quad (12)$$

Обозначим $\psi = \bar{\varepsilon}_1 / \bar{\varepsilon}_2$, тогда

$$\beta = \frac{1}{\psi - 1} \left(\frac{N_0}{Q \alpha(r)} - 1 \right). \quad (13)$$

Из формулы (12) следует, что в полученное число отсчетов для выбранного детектора с наибольшей эффективностью в области $E_n < 1$ Мэв следует ввести поправку на число нейтронов с энергией свыше 1 Мэв, зарегистрированных детектором.

Формула для оценки погрешности δ_β в этом случае имеет вид

$$\delta_\beta = \sqrt{\frac{\delta_\psi^2}{(\psi - 1)^2} + \frac{\delta_{N_0}^2}{(N_0 - Q)^2} + \frac{N_0^2 \delta_Q^2}{(N_0 - Q)^2 Q^2} + \frac{N_0^2 \delta_\alpha^2}{(N_0 - Q)^2 \alpha^2}}, \quad (14)$$

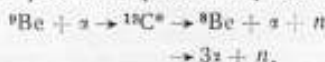
где δ_ψ , δ_{N_0} , δ_Q , δ_α — относительные погрешности измерения соответствующих величин.

Следует отметить, что наибольший вклад в погрешность δ_β вносит неопределенность определения значения ψ . Погрешность определения коэффициента β этим способом составляет ~20%.

В этой серии измерений исследованы несколько источников $^{229}\text{PuBe}$, $^{210}\text{PoBe}$, $^{210}\text{RaBe}$ (α , n), $^{252}\text{CfBe}$ с различными потоками нейтронов.

Обсуждение результатов

Появление группы нейтронов с малой энергией в спектрах $\text{Be}(\alpha, n)$ -источников можно объяснить тем, что наряду с основной реакцией $^{9}\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ возможна реакция прямого образования нескольких частиц:



которая начинает давать заметный вклад при энергиях $E_\alpha > 4,5$ Мэв. Этот вклад в соответствии с данными работы Сиборна [23], растет с дальнейшим ростом энергии α -частиц.

Поэтому можно предположить, что для нейтронного источника с радиоактивным нуклидом, испускающим α -частицы с большей энергией (в области $E_\alpha > 5$ Мэв), группа нейтронов с малой энергией должна быть более интен-

сивной. Полученные в данной работе результаты обобщены в табл. 4 для различных Be (α , n)-источников с потоком нейтронов одного порядка и в общем подтверждают это предположение.

Таблица 4

| Тип источника | \bar{E}_n , Мэв | E_{α} , пак | Поток нейтронов, Q нейтр/сек | β , % |
|-------------------------|-------------------|--------------------|-----------------------------------|-------------|
| PoBe | 5,3 | — | $2,24 \cdot 10^6$ | 2 |
| $^{228}\text{PuBe}$ | 5,15 | — | $5 \cdot 10^6$ | 17 |
| PoBe | 5,3 | — | $1,2 \cdot 10^7$ | 16 |
| AcBe | 6,4 | 7,365 | $5 \cdot 10^6$ | 20 |
| RaBe (α , n) | 5,8 | 7,680 | $6,4 \cdot 10^6$ | 26 |

Кроме указанного выше основного процесса, можно отметить еще два фактора, приводящих к появлению нейтронов с малой энергией. Это реакции (n , $2n$) на бериллии (порог $\sim 1,85$ Мэв) и упругие соударения нейтронов с бериллием. Процессом мультимпликации, по оценке Андерсона и Бонда [9], для $^{228}\text{PuBe}$ -источников можно пренебречь, так как деление ^{228}Pu идет в основном на тепловых нейтронах.

Для PoBe-источников полученные экспериментальные результаты в общем согласуются с данными работы [17] и заметно отличаются (табл. 2) от данных работ [3, 16 и 6].

Эти расхождения, с одной стороны, можно объяснить тем, что в работах [3, 16] использован метод ядерных фотоэмulsion, который имеет относительно большой энергетический порог чувствительности. Если учесть это, то станет ясно, что, используя метод регистрации нейтронов по протонам отдачи с помощью фотопластинок, нейтроны с малой энергией в принципе нельзя было обнаружить.

С другой стороны, можно полагать, что в работе [6] получено несколько завышенное значение для β ($\beta \sim 30\%$), что, по-видимому, связано с недостаточной надежной дискриминацией γ -фона и используемом спектрометре. Как отмечают авторы этой работы, возможный вклад γ -квантов в аппаратурный нейтронный спектр мог достигать $\sim 20\%$ [26].

В случае $^{228}\text{PuBe}$ -источников (табл. 2) значения данной работы лучше согласуются с результатами работ [8, 9 и 17].

На основании предыдущих рассуждений можно предполагать, что в работах [7 и 19] значение β , по-видимому, несколько занижено, так как авторы использовали также метод фотопластинок. Несколько хуже согласуются наши данные с результатами работ [6, 18, 26]. Из табл. 4 видно, что для PuBe- и PoBe-источников, энергия α -частиц которых почти одинакова, наблюдается примерно одинаковый поток нейтронов с малой энергией.

Как известно, удельный поток нейтронов PuBe-источников сравнительно небольшой. Поэтому очевидно, что для создания источника со значительным потоком нейтронов приходится использовать относительно большие (по сравнению с PoBe- и AcBe-источниками) массы плутония и бериллия. Следовательно, можно полагать, как это следует и из экспериментов работы [17], что увеличение количества бериллия в источнике приводит к возрастанию парциального вклада в β -реакции (n , $2n$). По-видимому, этим можно объяснить различные значения доли нейтронов с малой энергией для Be (α , n)-источников одного и того же типа с относительно низким удельным потоком нейтронов ($^{228}\text{PuBe}$, $^{224}\text{PuBe}$, $^{211}\text{AmBe}$ и др.), но с различным потоком нейтронов.

Различные значения β для источников одного и того же типа, но с различным потоком нейтронов, наблюдали в экспериментах ВНИИМ (табл. 2—3). Ранее этот эффект отмечался для $^{228}\text{PuBe}$ -источников в работе [9].

В AcBe-источнике нейтроны с малой энергией образуются в основном за счет большей вероятности процесса прямого образования нескольких частиц. Экспериментальные данные (табл. 2 и 4) подтверждают большой вклад низкоэнергетической группы нейтронов у AcBe-источника по сравнению с PuBe-источниками, что объясняется большей энергией α -частиц актиния.

Можно полагать, что вклад реакции ($n, 2n$) практически не существует для AcBe-источника, который вследствие большого удельного потока является практически точечным источником.

Если сравнивать RaBe (α, n)- и AcBe-источники, то значение $\beta_{RaBe} \sim 26\%$ ($\bar{E}_{\alpha, Ra} \sim 5,8$ Мэв) по сравнению с $\beta_{AcBe} \sim 20\%$ ($\bar{E}_{\alpha, Ac} \sim 6,4$ Мэв) несколько расходится с качественной оценкой доли нейтронов с малой энергией в спектрах нейтронных источников и ее зависимостью от энергии α -частиц. Однако это расхождение можно объяснить, если учесть, что максимальная энергия α -частиц радия ($E_{\alpha, max} \sim 7,68$ Мэв) выше, чем актиния ($E_{\alpha, max} \sim 7,36$ Мэв).

В случае RaBe (α, n)-источников существует дополнительный процесс образования нейтронов с малой энергией в результате фотоэффекта на бериллии. Если учесть, что оптимальное соотношение радия и бериллия в RaBe (α, n)-источнике постоянно (примерно 1:6), то, очевидно, что при увеличении потока нейтронов источника (например с 10^5 до 10^7 нейтр/сек) увеличивается содержание в источнике массы как радия (с 10 мг до 1 г), так и бериллия (соответственно с 60 мг до 6 г). Из этого следует, что в RaBe (α, n)-источниках вклад фотонейтронов ($\bar{E}_n < 1$ Мэв) в принципе несколько увеличивается от источника к источнику с увеличением потока нейтронов. В дополнение к этому для RaBe (α, n)-источников, так же как и в случае PuBe-источников, заметный вклад в значение β дает реакция ($n, 2n$).

Полученные во ВНИИМ экспериментальные данные (табл. 3) свидетельствуют, что и в случае RaBe (α, n)-источников также наблюдается различная доля нейтронов с малой энергией для источников с различным потоком нейтронов. Как следует из табл. 3, результаты измерений во ВНИИМ β для RaBe (α, n)-источника в общем согласуются с опубликованными в литературе данными, за исключением работы Медвенки [3], в которой использован метод фотопластинок.

Поскольку наличие в спектре нейтронного источника группы нейтронов с малой энергией приводит к уменьшению средней энергии нейтронов, представляет интерес оценить возможное изменение \bar{E}_n , например, для AcBe-источника.

Оценив среднюю энергию AcBe-источника по нейтронному спектру, приведенному в работе [21], получим $\bar{E}_n = 4,8$ Мэв. Однако подобный расчет, но уже с учетом результатов данной работы ($\beta_{Ac} = 20\%$), приводит к $\bar{E}_n = 4,13$ Мэв. Можно отметить, что это значение согласуется с результатами работы [22], в которой среднюю энергию AcBe-источника определяли на основании измерений возраста нейтронов этого источника в графитовом замедлителе (было получено значение $\bar{E}_n \approx 4,1$ Мэв).

Выводы

1. В результате анализа нейтронных спектров различных радиоактивных источников отмечены расхождения в оценке различными авторами доли нейтронов с малой энергией в спектрах Be (α, n)-источников.

2. Разработана методика измерений, создана и прокалибрована установка, позволяющая проводить интегральную оценку доли нейтронов с малой энергией, для источников с потоком нейтронов не менее $3 \cdot 10^5$ нейтр/сек.

3. В результате интегральных измерений $^{239}\text{PuBe}$ -, RaBe (α, n)-, PoBe- и AcBe-источников установлено, что наибольший вклад группы нейтронов с малой энергией наблюдается у AcBe- ($\beta \approx 20\%$) и RaBe (α, n)- ($\beta \approx 26\%$)-источников.

4. Полученные данные позволяют сделать вывод, что нейтронные спектры источников одного и того же типа, но отличающихся по потоку нейтронов, незначительно различаются в области энергий менее 1 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Handbook», NBS USA, 1962, v. 85.
2. Юдин М. Ф., Фоминих В. И. Нейтронная дозиметрия. Изд-во стандартов, 1964.
3. Медведки Л. Спектры нейтронов из источников ^{90}Sr и ^{241}Am . «Атомная энергия», 1962, т. 13, вып. 6.
4. Geiger K. W. et al. Can. J. Phys., 1964, v. 42, p. 1097.
5. De Raanher I. Nucl. Instr. Methods, 1959, v. 5, p. 61.
6. Кухтевич В. И. и др. Измерение спектров нейтронов стандартных источников ^{90}Sr - ^{241}Am , ^{241}Am - ^{241}Am и ^{241}Am - ^{241}Am при помощи однокристалльного сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов. «Информационный бюллетень», вып. 2, Госатомиздат, 1965.
7. Stewart L. Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 740.
8. Romain F. A. et al. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 1794.
9. Anderson M. E., Bond W. H. Nucl. Phys., 1963, v. 43, p. 330.
10. Воннер Т. В. et al. Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 84.
11. Марион Дж., Воннер Т. Физика быстрых нейтронов. Атомиздат, 1966, т. 2, стр. 614.
12. Фоминих В. И. Создание и исследование образцового «всеволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
13. Ярицина И. А. Нейтронные измерения. Труды институтов Госкомитета, вып. 76 (136). Изд-во стандартов, 1965.
14. Basson E. Nucl. Instr. Methods, 1963, v. 22, p. 339.
15. Geiger K. W., Jarvis C. Can. J. Phys., 1962, v. 40, p. 33.
16. Nottarrigo S. et al. Nucl. Phys., 1962, v. 29, p. 507.
17. Bogart D., Shook D. Trans. Am. Nucl. Soc., 1962, v. 5, p. 54.
18. Heertje J. et al. Physica, 1964, v. 30, p. 1846.
19. Broek H., Anderson C. Rev. Sci. Instr., 1960, v. 31, p. 1063.
20. Hess W. H. Ann. Phys., 1959, v. 6, p. 115.
21. Dixon W. R. et al. Can. J. Phys., 1957, v. 36, p. 699.
22. Щеболев В. Т. Исследование установки ВНИИМ для нейтронных измерений (графитовая сфера). Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
23. Seaborn et al. Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 2217.
24. Akagi H., Lehman R. L. Health Phys., 1963, v. 9, p. 207.
25. Heertje Physica, 1964, v. 30, p. 775.
26. Трыков Л. В. и др. Neutron Monitoring. IAEA, Vienna, 1966.
27. Tochilin E. Neutron Dosimetry, 1963, v. 1, IAEA, Vienna.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА РАДИЯ

Несмотря на то, что ^{226}Ra был в числе первых открытых радиоактивных элементов, период полураспада его до настоящего времени установлен недостаточно точно. По данным различных авторов, его значение колеблется в пределах от 1570 до 1630 лет. Трудности измерения периода полураспада радия связаны с его большой величиной, которую измерить обычными методами (например, методом измерения спада активности со временем и т. п.) практически невозможно. Кроме того, наличие значительного числа дочерних короткоживущих продуктов распада еще больше усложняет эксперимент.

Для определения периода полураспада радия наиболее часто используется прямой метод измерения, основанный на определении константы Z , численно равной активности 1 г радия, или числу атомов, распадающихся в 1 г Ra за 1 сек. Легко показать, что значение Z тесно связано с постоянной распада радия λ , а следовательно, и с его периодом полураспада T_{Ra} .

Действительно, согласно закону превращения радиоактивных веществ, число распадов радонуклида, происходящих в 1 сек в каком-либо источнике, т. е. его активность, прямо пропорционально постоянной распада λ и общему числу атомов N_0 этого нуклида в источнике

$$A = \lambda N_0. \quad (1)$$

Так как общее число атомов в m граммах любого вещества есть

$$N_0 = m \frac{L}{M}, \quad (2)$$

где L — число Авогадро; M — атомный вес нуклида, то соотношение (1) получает вид

$$A = \lambda \frac{mL}{M}. \quad (3)$$

Для радиевого источника, содержащего m граммов чистого радия, соотношение (3), связав его с активностью 1 г радия, можно переписать следующим образом:

$$\frac{A}{m} = Z = \lambda \frac{L}{M} = \frac{\ln 2}{T_{\text{Ra}}} \cdot \frac{L}{M}. \quad (4)$$

Отсюда находим выражение для периода полураспада радия T_{Ra}

$$T_{\text{Ra}} = \left(\frac{L \ln 2}{M} \right) \frac{1}{Z} = 5,8520 \cdot 10^{13} \frac{1}{Z} \text{ (годы)}. \quad (5)$$

Коэффициент перед $1/Z$ в выражении (5) получен подстановкой следующих числовых значений:

$$L = 6,02252 \cdot 10^{23} \text{ ат/моль [1]; } M = 226,05; \quad 1 \text{ год} = 31,5569 \cdot 10^6 \text{ сек.}$$

Соотношение (5) показывает, что константа Z радия однозначно связана с его периодом полураспада. В табл. 1 сопоставлены связанные друг с другом значения Z и T_{Ra} .

К 1930 г. было накоплено значительное число работ по измерению Z , на основании которых Международная комиссия радиевых стандартов установила как наиболее достоверное $Z = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расн/сек}$. Это значение

Таблица 1

| | | | | |
|--|------|------|------|------|
| $Z \cdot 10^{10}$, расп/сек | 3,60 | 3,65 | 3,70 | 3,72 |
| $T_{\text{ра}}$, годы | 1626 | 1603 | 1582 | 1573 |

долгое время считали надежно обоснованным, так как большинство выполненных в этот период работ давали результаты, близкие к этой цифре. Однако в 1949 г. была опубликована работа Комана и др. [2], которая вдруг дала низкое значение Z , равное $(3,608 \pm 0,028) \cdot 10^{10}$ расп/сек. Другие авторы также получали значения Z , лежащие в интервале между $3,6 \cdot 10^{10}$ и $3,7 \times 10^{10}$ расп/сек.

Ввиду возникшей неопределенности со значением Z и связанной с ним единицы активности — кюри, Объединенная комиссия стандартов, единиц и констант в 1950 г. приняла решение: не относить больше единицу кюри к грамму радия. История этого вопроса, а также обзор работ по определению периода полураспада радия довольно подробно описаны в работе [3]. Автор этой работы рекомендует принять для Z значение, равное $3,65 \cdot 10^{10}$ расп/сек, просто потому, что оно лежит в середине спорного интервала, и в соответствии с этим принимает период полураспада радия в 1600 лет.

В настоящей работе была использована указанная выше методика определения периода полураспада радия, основанная на измерении константы Z радия. Значения Z находили в результате calorиметрических измерений активности радиевого источника, весовое количество радия-элемента в котором хорошо известно.

Эталон радия № 5427

В качестве такого источника был выбран эталон радия № 5427, изготовленный О. Хёнигсшмидтом в 1934 г. и являющийся в настоящее время первичным эталоном единицы массы радия СССР [4,5].

В 1963 — 1964 гг. эталон радия № 5427 был сличен с другими эталонами Хёнигсшмидта 1934 г. в связи с необходимостью включения его в нормализованную систему эталонов радия, составляющих в настоящее время первичный международный эталон радия. Результаты этих сличений [6] показали, что содержание радия-элемента в эталоне № 5427, как и у большинства эталонов*, участвовавших в сличениях, согласуется в пределах 0,05—0,07% со значением Хёнигсшмидта, определенным им при их изготовлении прямым взвешиванием.

Из сказанного ясно, что для определения Z наиболее подходящим источником является эталон Хёнигсшмидта № 5427. Основные характеристики его следующие:

| | |
|--|--------------|
| Размеры стеклянной ампулы: | |
| внутренний диаметр | 3 мм |
| толщина стенки | 0,27 мм |
| длина | 40 мм |
| Количество соли (хлорид радия) | 27,96 мг |
| Содержание радия-элемента | 21,283 мг |
| Дата запайки ампулы | 2/V 1934 г. |
| Последняя очистка соли от RaD | 25/V 1934 г. |

В свидетельстве на эталон № 5427, подписанном Хёнигсшмидтом, указано содержание радия-элемента, равное 21,28 мг. Так как это значение найдено в результате пересчета, при котором исходили из веса соли хло-

* Исключение составляет эталон № 5430, для которого это расхождение достигает 0,2—0,27%.

ряда радия и атомных весов ее компонентов; то здесь не обошлось без разумных округлений полученных цифр с учетом погрешности взвешивания.

Приведенное выше и использованное в дальнейшем значение массы радия-элемента взято из отчета МБМВ о сличениях эталонов [6]. В этом документе для всех эталонов значения Хёнигшмидта даны с пятью значащими цифрами, что позволяет избежать дополнительных ошибок, которые могут возникнуть в результате округлений при последующих математических операциях.

Калориметрические измерения эталона радия

Активность эталона радия № 5427 измеряли с помощью α -калориметра АК-1, входящего в эталонную калориметрическую установку типа УЭА-5, первый вариант которой описан в работе [7]. В последнее время α -калориметр был несколько модернизирован*.

Как и в старом варианте, α -калориметр состоит из двух медных стаканчиков с наружными размерами: диаметр 7,2 мм, длина 46,6 мм. Внутри каждого стаканчика смонтирована тонкая медная трубка, на которой намотана нагревательная катушка из манганина. Благодаря тому, что внутри стаканчиков введены постоянные нагревательные катушки, измерения и градуировка производятся в одинаковых условиях. Для источника в стаканчике имеется полость диаметром 5,2 мм и длиной 45 мм. Общая толщина стенки стаканчика и трубки (без намотки) 0,8 мм, что достаточно для поглощения практически всей энергии β -излучения радия и в то же время не приводит к значительному поглощению γ -излучения. Каждый стаканчик снабжен термобатареей, состоящей из 16 термопар хромель-копель. При работе калориметра обе термобатареи включают навстречу друг другу в цепь гальванометра. В этих условиях чувствительность правого стаканчика $i_{\text{П}} = 14,68 \cdot 10^6$ мм/амп, левого $i_{\text{Л}} = 14,65 \cdot 10^6$ мм/амп, т. е. независимость правого и левого стаканчиков составляет около 0,2%.

В установке УЭА-5 существенно улучшены термостатирование калориметров и радиационная защита от γ -излучения, выходящего из источника.

В октябре—декабре 1967 г. с помощью α -калориметра аттестован набор рабочих эталонов радия путем сравнения их с эталоном радия № 5427. Почти в каждой серии измерений производилась градуировка калориметра в абсолютных единицах. Благодаря этому все измерения эталона № 5427, выполненные с большой тщательностью, можно было использовать для определения T_{Ra} .

Тепловую мощность источника, помещенного в α -калориметр, определяли методом компенсации. Измеряемый источник вкладывали в один стаканчик калориметра, в другой—помещали аналогичный по массе и форме имитатор источника и включали нагревательную катушку. Ток через нагреватель подбирали таким, чтобы скомпенсировать нагревание, вызываемое измеряемым источником. При этом гальванометр, определяющий разность температур между стаканчиками, должен вернуться в нулевое положение.

Следует заметить, что вовсе не обязательно в каждом наблюдении добиваться полной компенсации эффектов в правом и левом стаканчиках, так как на такую подгонку потребуется слишком много времени. Если после установления теплового равновесия оказалось, что подобранный в начале эксперимента ток не привел к полной компенсации, то эффект недокомпенсации $\Delta W_{\text{к}}$ легко учесть, зная чувствительность соответствующего стаканчика и измерив остаточное отклонение гальванометра Δn :

$$\Delta W_{\text{к}} = \frac{\Delta n}{j} \quad (6)$$

Значение $\Delta W_{\text{к}}$ прибавляют либо вычитают (в зависимости от знака остаточного отклонения) от измеренной компенсирующей мощности.

* См. стр. 48.

В табл. 2 приведены экспериментальные данные по измерению эталона радия № 5427 в α -калориметре АК-1 (в правом и в левом стаканчиках).

Найденная компенсирующая мощность не равна в точности мощности измеряемого источника и нуждается в корректировке. Действительно, пусть измеряемый источник, мощность которого W_x , помещен в правый стаканчик калориметра и вызвал в измерительной цепи отклонение гальванометра n , определяемое чувствительностью правого стаканчика,

$$n = W_x j_n. \quad (7)$$

Если затем это отклонение компенсируется нагреванием, создаваемым в другом стаканчике, то для возвращения гальванометра в нулевое положение нужно сообщить нагревателю мощность $W_k^{(1)}$, равную

$$W_k^{(1)} = \frac{n}{j_n}. \quad (8)$$

Ясно, что компенсирующая мощность $W_k^{(1)}$ не равна в точности мощности источника, поскольку $j_n \neq j_n$. Если первоначальное отклонение гальванометра скомпенсировано полностью, то

$$W_x j_n = W_k^{(1)} j_n. \quad (9)$$

откуда искомая мощность источника связана с компенсирующей мощностью соотношением

$$W_x = W_k^{(1)} \frac{j_n}{j_n} = W_k^{(1)} k_1. \quad (10)$$

Если источник измеряют в левом стаканчике, и компенсирующая мощность создается в правом, то W_x определяется соответственно как

$$W_x = W_k^{(2)} \frac{j_n}{j_n} = W_k^{(2)} k_2. \quad (11)$$

Так как j_n и j_n отличаются друг от друга не более чем на 0,2%, то k_1 и k_2 близки к единице:

$$k_1 = 0,998, \quad k_2 = 1,002.$$

Компенсирующую мощность W_k определяли обычным способом, измеряя силу тока I через нагреватель и его сопротивление R :

$$W_k = I^2 R. \quad (12)$$

Обе эти величины измеряются потенциометрической схемой с погрешностью менее 0,001%, что значительно меньше случайных погрешностей измерения. Однако при определении истинного сопротивления нагревательной катушки появляется значительная дополнительная погрешность, которая и определяет погрешность измерения сопротивления катушки.

В самом деле, измеренное потенциометром сопротивление есть сопротивление нагревательной катушки с выводами и потенциальными проводами вплоть до входа на потенциометр. Из найденного таким образом значения $R_{изм}$ необходимо исключить сопротивление r , равное сопротивлению подводящих проводов, а также сопротивлению небольших концов манганиновой катушки, выходящих из стаканчика и не участвующих в его нагревании, т. е.

$$R_{ист} = R_{изм} - r. \quad (13)$$

Тщательно измерив длину выходящих концов манганиновой катушки и зная сечение проволоки, возможно подсчитать сопротивления этих концов. Вместе с сопротивлением потенциальных проводов для катушек правого и левого стаканчиков соответственно они оказались равными $r_n = (0,97 \pm \pm 0,02)$ ом; $r_n = (0,99 \pm 0,02)$ ом.

Таблица 2

Результаты измерения эталона ради
№ 5427 в α -калориметре

| Компенсирующая мощность, $W''_k \cdot 10^4 \text{ ат}$ | Остаточное отклонение Δa , мк | $W''_k \cdot 10^4 \text{ ат}$ | Измеренная мощность, $W' \cdot 10^4 \text{ ат}$ | $\frac{\Delta W}{(W'' - W')} \times 10^4 \text{ ат}$ | $\Delta W^2 \cdot 10^{-12} \text{ ат}^2$ |
|--|---------------------------------------|-------------------------------|---|--|--|
| Этадон в правом стаканчике | | | | | |
| 35,700 | +6,0 | 35,741 | 35,670 | 0,021 | 4,4 |
| 726 | +6,3 | 769 | 697 | 048 | 23,0 |
| 861 | -2,0 | 848 | 776 | 127 | 161,3 |
| 830 | -4,8 | 797 | 726 | 077 | 59,3 |
| 848 | -2,5 | 831 | 760 | 111 | 123,2 |
| 836 | -3,5 | 812 | 740 | 091 | 82,8 |
| 823 | +5,0 | 857 | 786 | 137 | 187,7 |
| 728 | -2,6 | 710 | 638 | 011 | 1,2 |
| 722 | +2,1 | 737 | 665 | 016 | 2,6 |
| 751 | +1,5 | 761 | 690 | 041 | 16,8 |
| 727 | -3,8 | 701 | 629 | 020 | 4,0 |
| 736 | -0,8 | 731 | 659 | 010 | 1,0 |
| 724 | -1,0 | 717 | 645 | 004 | 0,2 |
| 700 | -1,2 | 692 | 620 | 029 | 8,4 |
| 648 | -6,9 | 696 | 624 | 025 | 6,2 |
| 633 | +7,7 | 686 | 614 | 035 | 12,2 |
| 710 | -5,9 | 750 | 679 | 030 | 9,0 |
| 655 | +6,1 | 696 | 625 | 024 | 5,8 |
| 656 | -3,1 | 634 | 563 | 086 | 74,0 |

Этадон в левом стаканчике

| | | | | | |
|--------|------|--------|--------|-------|------|
| 35,497 | +0,4 | 35,500 | 35,571 | 0,078 | 60,8 |
| 544 | -0,7 | 539 | 610 | 039 | 15,2 |
| 522 | +1,2 | 531 | 602 | 047 | 22,1 |
| 500 | +1,4 | 510 | 581 | 068 | 46,2 |
| 490 | -1,0 | 483 | 554 | 095 | 90,2 |
| 512 | +2,1 | 527 | 598 | 051 | 26,0 |
| 514 | +0,6 | 518 | 590 | 059 | 34,8 |
| 549 | +0,8 | 554 | 625 | 024 | 5,8 |
| 584 | -1,8 | 572 | 643 | 006 | 0,4 |

$$\bar{W} = 35,649 \text{ ат}; \quad \sum \Delta W^2 = 1084,6 \cdot 10^{-12} \text{ ат}^2.$$

Средняя квадратическая погрешность будет:

$$\sigma_{\bar{W}} = \sqrt{\frac{\sum \Delta W^2}{n(n-1)}} = 1,20 \cdot 10^{-6} \text{ ат},$$

откуда

$$\frac{\sigma_{\bar{W}}}{\bar{W}} = 0,034\%.$$

Примечания. 1) $W''_k \cdot 10^4 \text{ ат}$ — компенсирующая мощность, создаваемая нагревательной катушкой второго стаканчика;

2) $W''_k \cdot 10^4 \text{ ат}$ — компенсирующая мощность с учетом недокомпенсации;

3) $W' \cdot 10^4 \text{ ат}$ — измеренная мощность источника, полученная из W''_k после введения поправки на различие в чувствительности стаканчиков.

Так как погрешность, с которой определено значение r , гораздо больше погрешности измерения сопротивления $R_{изм}$, то она и определяет погрешность значения $R_{ист}$.

Найденные таким способом сопротивления нагревательных катушек равны:

правого стаканчика $R_{ист} = (64,65 \pm 0,02) \text{ ом}$,

левого стаканчика $R_{ист} = (78,41 \pm 0,02) \text{ ом}$.

Чтобы проверить правильность определения $R_{ист}$, после окончания всех измерений трубки с нагревательными катушками были вынуты из стаканчиков, выходящие концы катушек удалены и с помощью потенциометра измерено сопротивление рабочей части нагревательных катушек. Непосредственное измерение сопротивления катушек дало значения, согласующиеся с приведенными выше в пределах их ошибок измерения (расхождение не превышало 0,02 ом).

Как видно из табл. 2, среднее значение тепловой мощности эталона радия № 5427, полученное из 28 отдельных измерений на α -калориметре ВНИИМ, равно

$$W = 35,649 \cdot 10^{-4} \text{ вт.}$$

Относительная средняя квадратическая погрешность измерения тепловой мощности, найденная по наблюдаемым отклонениям от среднего (столбцы 5 и 6), составляет 0,034%.

Эта погрешность обусловлена совокупностью случайных ошибок, сопровождающих процесс измерения, и является лишь одной из составляющих погрешности W .

Другими составляющими погрешности W , как следует из формул (10 — 12), являются погрешности определения чувствительности стаканчиков калориметра I_n и I_α и сопротивления нагревательных катушек, о которых уже сказано выше. Относительная средняя квадратическая погрешность результата W имеет вид

$$\frac{\sigma_W}{W} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_W}{W}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_n}}{I_n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_\alpha}}{I_\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2}. \quad (14)$$

На основании большого числа градуировочных измерений, выполненных как методом отклонения, так и методом компенсации, чувствительность стаканчиков калориметра, приведенная ранее, определена со средней квадратической погрешностью в 0,1%.

Подставив числовые значения в выражение (14), находим:

$$\sigma_W/W \approx 0,15\%, \text{ или } \sigma_W = 0,053 \cdot 10^{-4} \text{ вт.}$$

Определение активности эталона радия

Измерив тепловую мощность эталона № 5427, находим его активность A , т. е.

$$A = \frac{W}{\rho q}, \quad (15)$$

где q — энергия, выделяемая радием и всеми его производными в форме α -, β - и γ -излучений в среднем на один акт распада ядра радия; ρ — коэффициент, учитывающий степень поглощения излучений в калориметре.

Для тонкостенного α -калориметра величина q включает в себя, главным образом, легкопоглощаемое α - и β -излучение радия и его короткоживущих производных $q_{\alpha+\beta}$, для которых $\rho=1$; γ -излучение Ra практически полностью покидает α -калориметр.

Вопрос о числовом значении $q_{\alpha+\beta}$ равновесного радия подробно обсужден в работе [7]. В этой работе на основании анализа экспериментальных данных об энергиях и абсолютных выходах различных видов излучения радия и его короткоживущих производных подсчитано значение $q_{\alpha+\beta}$.

Оно включает в себя энергии всех α -частиц, ядер отдачи, β -частиц, конверсионных электронов и рентгеновских лучей и равно

$$q_{\alpha+\beta} = 25\,355 \text{ кэв/расп Ra,}$$

или

$$q_{\alpha+\beta} = 40,621 \cdot 10^{-13} \text{ дж/расп Ra.}$$

На долю γ -излучения равновесного радия приходится всего около 7% от $q_{\alpha+\beta}$ ($q_{\gamma} = 1785 \text{ кэв/расп Ra}$), так что учет некоторого поглощения γ -излучения в α -калориметре играет роль небольшой поправки. Так, в результате несложного расчета, выполненного отдельно для каждой из 12 основных линий γ -спектра радия, было получено, что в стенке калориметрического стаканчика (0,8 мм Cu), а также в самом источнике (соль $\text{RaCl}_2 + 0,27$ -мм стеклянная стенка) поглощается около 4% всей энергии γ -излучения, т. е.

$$p_{\gamma} q_{\gamma} = 70,54 \text{ кэв/расп Ra,}$$

или

$$p_{\gamma} q_{\gamma} = 0,113 \cdot 10^{-13} \text{ дж/расп Ra.}$$

Приведенное выше значение $q_{\alpha+\beta}$ равновесного радия учитывает α - и β -излучения короткоживущих производных радия, равновесие с которыми наступает уже через месяц после запайки ампулы. Однако в дальнейшем это значение будет все возрастать благодаря накоплению в источнике последующих производных RaD , RaE и, главным образом, полония.

Добавочный тепловой эффект, обусловленный накоплением полония (Po) для любого момента времени t , прошедшего со дня запайки ампулы, вычисляют по формуле

$$q(\text{Po}) = 5,862 (1 - e^{-0,03108t}) \cdot 10^{-14} + 87,78 (1 - 1,0173e^{-0,03108t} + 0,0173e^{-1,529t}) \cdot 10^{-14} \text{ дж/расп Ra.} \quad (15)$$

Эта формула выведена на основании известных законов радиоактивного равновесия для двух и трех веществ, с учетом известных постоянных распада Ra , RaD и Po и их энергий распада.

К моменту измерений (ноябрь — декабрь 1967 г., $t = 33,5$ года) добавка (16) для эталона № 5427 составляла

$$q(\text{Po}) = 6,013 \cdot 10^{-13} \text{ дж/расп Ra.}$$

Таким образом, расчетный тепловой эффект, который должен производить в α -калориметре измеряемый эталон радия в среднем на один акт распада ядра радия, составляет

$$pq = q_{\alpha+\beta} + q(\text{Po}) + p_{\gamma} q_{\gamma} = 46,747 \cdot 10^{-13} \text{ дж/расп Ra,} \quad (17)$$

при этом $p_{\alpha+\beta} = p(\text{Po}) = 1$.

Подставив в соотношение (15) числовое значение измеренного W и расчетного pq , находим активность эталона № 5427 на 1 декабря 1967 г.

$$A = \frac{35,649 \cdot 10^{-4}}{46,747 \cdot 10^{-13}} \text{ ат/(дж/расп)} = 76,2594 \cdot 10^7 \text{ расп/сек} = 20,61 \text{ мюри.}$$

Определение периода полураспада радия

В начале статьи приведено соотношение (5), связывающее период полураспада Ra с активностью 1 г Ra — константой Z , которая определяется, как

$$Z = \frac{A}{m}. \quad (18)$$

По данным Хёнигсманда количество радия-элемента в эталоне, определенное прямым взвешиванием в момент его изготовления (на 4 июня 1934 г.), составляло

$$m_0 = 21,283 \text{ мг.}$$

Воспользоваться этим значением можно, введя соответствующую поправку на распад. Чтобы не делать дополнительных ошибок, принимая то или другое значение для периода полураспада радия, эта поправка, выраженная через T_{Ra} , была введена в исходную формулу (5):

$$T_{Ra} = 5,852 \cdot 10^{13} \frac{m}{A} = 5,852 \cdot 10^{13} \frac{m_0 e^{-0,6931t/T_{Ra}}}{A}. \quad (19)$$

Перенесем в знаменатель показательную функцию (в этом случае удастся избежать квадратного уравнения) и разложим ее в ряд.

Так как показатель этой функции заведомо много меньше единицы ($t \ll T_{Ra}$), то можно пренебречь уже третьим членом разложения

$$T_{Ra} = \frac{5,852 \cdot 10^{13} m_0}{A e^{0,6931t/T_{Ra}}} = \frac{5,852 \cdot 10^{13} m_0}{A (1 + 0,6931t/T_{Ra})}. \quad (20)$$

После несложных преобразований получаем окончательное выражение для T_{Ra} :

$$T_{Ra} = \frac{5,852 \cdot 10^{13} m_0}{A} - 0,6931t \text{ года}. \quad (21)$$

Подставив числовые значения в выражение (21), получаем

$$T_{Ra} = 1610 \text{ лет.}$$

Попытаемся теперь оценить погрешность, с которой полученное значение периода полураспада радия можно считать установленным. Для этого определяющее T_{Ra} соотношение (21) перепишем в явном виде, используя формулу (15):

$$T_{Ra} = 5,8520 \cdot 10^{13} \frac{m_0 (pq)}{W} - 0,69315t. \quad (22)$$

Как следует из этого соотношения, погрешность T_{Ra} складывается из погрешностей:

- 1) калориметрических измерений мощности эталона радия σ_W ;
- 2) определения содержания радия-элемента в эталоне радия;
- 3) определения теплового эффекта, производимого в α -калориметре радием и его производными в среднем на один акт распада радия σ_q .

Первая из указанных погрешностей связана непосредственно с экспериментом и определяется точностью измерения теплового эффекта с помощью α -калориметра. Две другие погрешности не зависят от наших измерений и входят в формулу для T_{Ra} в виде числовых коэффициентов, установленных независимым методом с определенной погрешностью, которую по отношению к калориметрическим измерениям можно рассматривать как систематическую.

Однако, учитывая, что обе эти погрешности экспериментального происхождения и носят случайный характер, было решено складывать их с экспериментальными погрешностями по законам случайных погрешностей.

Средняя квадратическая погрешность измерений мощности эталона радия, как показано выше, не превышает 0,15%.

Содержание радия-элемента в эталоне радия № 5427, согласно данным его сертификата, определено прямым взвешиванием с точностью до 0,02 мг, т. е. относительная погрешность принятого значения $m_0 = 21,283 \text{ мг}$ не превышает 0,1%.

Вопрос о погрешности определения тепловыделения равновесного радия в α -калориметре детально обсужден в работе [7].

Как показывают подсчеты, средняя квадратическая погрешность значения q составляет около 0,5% и определяется погрешностями трех его составляющих (см. соотношения (17)): $q_{\alpha-\gamma}$, $q(\text{Po})$ и $\rho_{\gamma} q_{\gamma}$.

В табл. 3 приведены значения каждой из составляющих величины q , их относительные и абсолютные погрешности, а также вклад каждой составляющей в общую погрешность q .

Таблица 3

| Тепловой эффект | | Погрешность | | $\sum z_i^2 \cdot 10^{26}$ |
|----------------------------|--|--|---|----------------------------|
| обозначение | значение $q_i \cdot 10^9$, дж/расп | относительная $\frac{z_i}{q_i}$, % | абсолютная $z_i \cdot 10^{13}$, дж/расп | |
| $q_{\alpha-\gamma}$ | 40,621 | 0,4 | 0,1625 | 0,0264 |
| $q(\text{Po})$ | 6,013 | 2 | 0,1203 | 0,0145 |
| $\rho_{\gamma} q_{\gamma}$ | 0,113 | 20 | 0,0226 | 0,0005 |
| Σ | 46,747 | | | $\Sigma z_i^2 = 0,0414$ |

$$z_q^2 = \sum z_i^2 = 0,0414 \cdot 10^{-26};$$

$$z_q = 0,204 \cdot 10^{-13} \text{ дж/расп};$$

$$\frac{z_q \cdot 100}{q} = \frac{0,204 \cdot 10^{-13}}{46,747 \cdot 10^{-13}} \cdot 100 \approx 0,5\%.$$

На основании изложенного относительная средняя квадратическая погрешность T_{Ra} будет

$$\frac{z_{T_{Ra}}}{T_{Ra}} = \sqrt{\left(\frac{z_W}{W}\right)^2 + \left(\frac{z_{m_{\text{Po}}}}{m_{\text{Po}}}\right)^2 + \left(\frac{z_q}{q}\right)^2} = 0,53\%.$$

или

$$z_{T_{Ra}} = 9 \text{ лет}.$$

Таким образом, измеренный калориметрическим методом период полураспада радия равен

$$T_{Ra} = (1610 \pm 9) \text{ лет}.$$

Соответствующая этому периоду полураспада константа Z радия равна*

$$Z = (3,63 \pm 0,02) \cdot 10^{16} \text{ расп/сек на } 1 \text{ г Ra}.$$

* Ближкое к этому значение Z было получено нами и раньше — в первых измерениях активности эталонов радия, что видно из приведенных в работе [7] экспериментальных данных. Однако по недоразумению в выводах этой работы была допущена ошибка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Du Mond. Rev. Mod. Phys., 1965, v. 10.
2. Kohman T. P., Ames D. P., Sedlet J. The Transurium Elements, v. II, p. 1675, New-York, 1949.
3. Вейсс К. Ф. Радиоактивные стандартные препараты. Физматгиз, 1958.
4. Караваев Ф. М. О первичном международном эталоне радия. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
5. Дричко А. Ф., Караваев Ф. М., Кулькова Л. П., Хольнова Е. А. К установлению нового первичного эталона радия СССР. Труды метрологических институтов СССР, вып. 89 (149). Изд-во стандартов, 1967.
6. Rytz A. Analyse des resultats de la comparaison internationale de six etalons de radium Hönigschmid (1963—1964). Comité Consult. pour les etalons de mesure des radiation ionisantes, 5-e Session, Annexe 5. Paris, p. 103, 1964.
7. Тимофеева Л. П., Хольнова Е. А. Калориметрическая установка для измерения препаратов радия. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 55 (115). Стандартгиз, 1961.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

УДК 539.125.5 : 539.17

Р. Ф. БРИГВИЧ, Г. М. СТУКОВ
ВНИИМ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИОХИМИЧЕСКОГО СПОСОБА ВЫДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ В МЕТОДЕ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ

В основе метода пороговых детекторов лежит тот факт, что эндотермические реакции на нейтронах (n, α, n, p), ($n, 2n$), (n, n'), (n, f) могут идти только при определенной энергии нейтронов, т. е. их сечение имеет порог, ниже которого оно равно нулю. Продукты пороговых реакций, как правило, радиоактивны, и поэтому их чаще всего определяют по наведенной β - или γ -активности. Имея в своем распоряжении набор элементов, на которых могут идти пороговые реакции, мы получаем возможность регистрировать только те нейтроны, энергия которых лежит выше порогов реакций, т. е. практически можем измерять энергетический спектр нейтронов.

Детекторы, в которых регистрация нейтронов происходит с помощью указанных элементов, называют пороговыми. Обычно пороговые детекторы применяют в виде фольг или таблеток. Некоторые из пороговых элементов можно вводить в состав сцинтиллятора или использовать их в качестве рабочего вещества в ионизационных камерах и счетчиках.

Наведенную активность A в каком-либо детекторе рассчитывают по формуле

$$A = K \int_{E_t}^{\infty} \sigma_f(E) \varphi(E) dE, \quad (1)$$

где K — постоянная, зависящая от числа ядер детектора, его эффективности и величини, связанных с распадом; E_t — порог реакции; $\sigma_f(E)$ — сечение реакции; $\varphi(E)$ — дифференциальный спектр нейтронов.

Из формулы (1) видно, что наведенная активность зависит от сечения пороговой реакции. К сожалению, сечения всех пороговых реакций малы, поэтому при измерениях слабых потоков нейтронов наталкиваются на значительные трудности. Кроме того, погрешность измерения с помощью пороговых детекторов зависит от точности, с которой известна зависимость сечения от энергии. В настоящее время погрешность этих сечений составляет 3 — 7%, и это, наряду с малым сечением реакции, является недостатком данного метода.

К преимуществам пороговых детекторов можно отнести: их небольшие размеры, что позволяет проводить измерения с минимальным искажением потока нейтронов и в пространствах ограниченных размеров, нечувствительность к γ -излучению, способность не перегружаться в больших потоках нейтронов, простоту изготовления и измерения.

Наиболее широко используемые пороговые реакции приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Тип реакции | Порог, Мэв | Тип реакции | Порог, Мэв | Тип реакции | Порог, Мэв |
|---------------------------------------|------------|--|------------|---|------------|
| $^{27}\text{Np} (n, f)$ | 0,2 | $^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$ | 3,0 | $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$ | 6,5 |
| $^{113}\text{In} (n, n')$ | 0,5 | $^{28}\text{Si} (n, p) ^{28}\text{Al}$ | 4,5 | $^{63}\text{Cu} (n, 2n) ^{62}\text{Cu}$ | 11,4 |
| $^{238}\text{U} (n, f)$ | 0,8 | $^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$ | 2,0 | $^{12}\text{C} (n, 2n) ^{11}\text{C}$ | 20,0 |
| $^{232}\text{Th} (n, f)$ | 1,5 | $^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$ | 5,0 | $^{209}\text{Bi} (n, f)$ | 50,0 |
| $^{31}\text{P} (n, p) ^{30}\text{Si}$ | 1,8 | $^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$ | 6,0 | | |

Пороговые детекторы в основном применяют в реакторах, имеющих интенсивные потоки быстрых нейтронов. В этих условиях теряет свое значение один из основных недостатков пороговых детекторов — незначительная эффективность и в полной мере проявляются указанные преимущества их.

Метод пороговых реакций весьма удобно применить к измерению спектров рассеянных нейтронов и вообще спектров нейтронов, не имеющих выделенного направления скоростей, особенно в том случае, когда нейтронные потоки сопровождаются интенсивным γ -излучением. Кроме того, интересно использовать этот метод для измерения спектров изотопных нейтронных источников, испускающих около 10^6 — 10^7 нейтр/сек.

Однако решение этих вопросов наталкивается на большие трудности, связанные с измерением незначительной активности, образовавшейся в результате пороговой реакции. В данном случае реально можно использовать два метода измерения активности. Первый метод заключается в измерении активности толстого образца — детектора с введением необходимых поправок на низкофоновую установку. Второй метод — радиохимическое выделение из образца наведенной активности и измерение ее каким-либо из абсолютных методов, например на $4\pi\beta$ -счетчике. В последнем случае экспериментально должна быть определена только одна величина — коэффициент выделения (химический выход), т. е. доля выделенной из образца активности.

Радиохимический метод позволяет применять облучаемое вещество не только в твердом, но и в жидком и в порошкообразном состоянии. Кроме того, поскольку возможно выделение из детектора практически всех активных атомов, указанный способ измерения активности ($4\pi\beta$ -счет) значительно повышает чувствительность метода в целом.

Вследствие наличия примесей в основном веществе детектора, а также в связи с тем, что реакция с основным веществом детектора может идти по нескольким каналам, часто образуется побочная активность. Радиохимическое выделение сепарирует ее от основной, удаляя вместе с веществом детектора. Таковы основные преимущества метода радиохимического выделения

активности из толстого образца. Недостатком его является невозможность работы с пороговыми детекторами, в которых образуются короткоживущие (с периодом до 1 ч) изотопы, например, по реакции $^{27}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ ($T_{1/2}^{26}\text{Mg}$ равен 9,8 мин), так как процесс выделения и измерения сравнительно длителен.

Во ВНИИМ измерен спектр РоВе-источника и составлены два метода определения наведенной активности в пороговом детекторе: метод, заключающийся в измерении β -активности толстого образца с введением необходимых поправок, и радиохимический метод. Следует заметить, что последний метод для измерения спектров изотопных нейтронных источников применен впервые, в связи с чем были разработаны специальные радиохимические операции выделения активности для реакций $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$.

Образцы из серы и алюминия облучали в месте, удаленном от стен, пола и потолка на расстоянии 1,5 — 2 м. Детектор из серы имел форму диска диаметром 22 мм и толщиной 4 мм, детектор из алюминия высотой 4 мм был составлен из фольг диаметром 22 мм и толщиной 0,2 мм. Активность рассчитывали по формуле

$$A = \frac{I(1-\gamma)}{nZRS \int \Omega(x) e^{-(\kappa+\mu)x} dx} \cdot \frac{e^{-\lambda T}}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (2)$$

где A — активность на 1 атом, *расп/сек*; I — число отсчетов регистрирующей системы, *имп/сек*; γ — коэффициент, учитывающий вклад γ -излучения в число отсчетов детектора; n — число ядер нуклида в 1 г образца; v — эффективность регистрации β -частиц образца при отсутствии поглощения β -частиц в этом образце; R — коэффициент отражения β -частиц от материала образца при отсутствии самопоглощения; S — площадь образца, см^2 ; $\Omega(x)$ — телесный угол счета β -частиц; k — постоянная, характеризующая уменьшение потока нейтронов по толщине образца, $\text{см}^2/\text{г}$; μ — коэффициент ослабления β -частиц в материале образца, $\text{см}^2/\text{г}$; x — толщина образца, $\text{г}/\text{см}^2$; λ — постоянная распада данного изотопа, сек^{-1} ; T — время от конца облучения до начала измерения; T — время облучения образца.

Наведенную β -активность в толстом образце регистрировали с помощью сцинтилляционного счетчика, состоящего из пластмассового сцинтиллятора толщиной 1 мм и ФЭУ-13, усилителя УШ-2 с дискриминатором и пересчетного прибора ПП-12. Фон счетной системы составлял 0,5 *имп/сек*.

Затем измеренные образцы из серы и алюминия растворяли с добавкой 100 — 150 $\mu\text{г}$ носителя (неактивного фосфора или натрия соответственно) и подвергали радиохимической обработке для выделения наведенной активности. Предварительно многократно определяли коэффициент выделения ^{32}P из серы и ^{24}Na из алюминия. Для ^{32}P он оказался равным $(95,1 \pm 0,5)\%$, для ^{24}Na — $(98,04 \pm 0,63)\%$. Процесс растворения и выделения активности длился для системы сера — фосфор 27 ч, для системы алюминий — натрий — 3 ч. Выделенный раствор, содержащий ^{32}P или ^{24}Na с носителем, наносили на тонкие органические пленки, высушивали и измеряли на 4 β -счетчике. Зная вес нанесенной на пленку капли, общий вес раствора с выделенным ^{32}P или ^{24}Na и коэффициент выделения, можно найти активность, наведенную в детекторе. Для определения процента поглощения β -частиц в осадке на пленке были поставлены специальные дополнительные эксперименты. В раствор с известной удельной активностью добавляли такое количество носителя (P или Na), чтобы вес высушенной капли этого раствора равнялся весу высушенной капли измеряемого раствора с ^{32}P или ^{24}Na соответственно (примерно 0,5 — 0,8 мг).

Измерения на 4 β -счетчике активности раствора без носителя (осадок на пленке практически невесом) и раствора с носителем давали возможность определить степень поглощения β -частиц.

Результаты сравнения двух методов определения наведенной активности в пороговом детекторе приведены в табл. 2.

Как видно из таблицы, точность измерения активности возросла в несколько раз (в случае измерения активности ^{24}Na погрешность также может быть существенно снижена), что доказывает возможность и перспективность применения метода радиохимического выделения активности в лабораторных условиях.

Имея результаты измерений активности, можно попытаться вычислить спектр PoBe-нейтронного источника. Для этого нужно решить систему интегральных уравнений типа

$$A_i = \int_0^{\infty} \varphi_0(E) \sigma_i(E) dE \quad (i = 0, 1, 2, \dots, n), \quad (3)$$

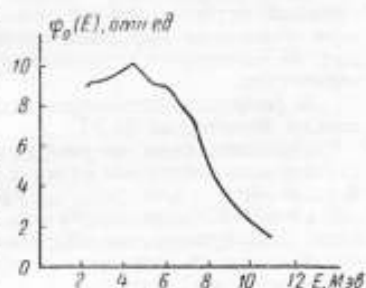
где $\varphi_0(E)$ — искомый спектр; $\sigma_i(E)$ — функция возбуждения для данной реакции; n — число используемых реакций.

Если n — конечно, точно определить $\varphi_0(E)$ невозможно, можно вычислить лишь какое-то приближение $f(E)$ функции $\varphi_0(E)$. В настоящее время имеется несколько форм приближения $f(E)$, одна из них — линейная комбинация функций вида

$$f(E) = \sum_{i=1}^n a_i \varphi_i, \quad (4)$$

при этом средняя квадратическая погрешность замены функции $\varphi_0(E)$ на $f(E)$ должна быть минимальна. Подобный метод* определения $f(E)$ соответствует методу наименьших квадратов и поэтому должен быть наиболее удовлетворительным и точным. В данной работе также применен этот метод и при его помощи получены результаты, представленные на рисунке.

Точность принятых в данной работе приближений зависит от ряда факторов, в первую очередь от числа использованных пороговых реакций. Чем больше число этих реакций, тем ближе искомая функция $f(E)$ к функции $\varphi_0(E)$. В связи с этим, несомненно, следует в дальнейшем идти в данном методе по пути увеличения числа пороговых реакций с достаточно хорошо известными функциями возбуждения. Полу-



Спектр нейтронов PoBe-источника

Таблица 2

| Пороговый детектор | Метод определения наведенной активности, расч. сек | |
|---------------------------|--|----------------------------|
| | расчета | радиохимического выделения |
| Сера ^{32}S | 6332 ± 399 | 6041 ± 60 |
| Алюминий ^{27}Al | 279 ± 23 | 250 ± 11 |

ченный спектр PoBe-нейтронного источника, представленный на рисунке, вычислен при минимальном числе пороговых реакций [$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ для определения интегрального потока быстрых нейтронов] и рассматривается как первый результат.

* L a m b e r i e u x I. «Neutron Dosimetry», 1963, в. 2, р. 157.

КРИВЫЕ ТЕРМОВЫСВЕЧИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА LiF,
ОБЛУЧЕННОГО γ -КВАНТАМИ, НЕЙТРОНАМИ И α -ЧАСТИЦАМИ

Метод кривых термовысвечивания возбужденного кристаллофосфора позволяет изучать разнообразные явления, связанные с локализацией электронов на уровнях захвата [1]. Этот же метод лежит в основе практического использования кристаллофосфоров в качестве детекторов ионизирующих излучений, из которых наиболее широкое применение получил LiF [2,3].

Если фосфор имеет уровни захвата одного сорта (одинаковой энергетической глубины), то на кривой термовысвечивания (КТВ) наблюдается один термопик, при наличии нескольких уровней захвата, расположенных на достаточно различающихся энергетических глубинах, — несколько термопиков.

В фосфорах, используемых в дозиметрии, обычно наблюдается по несколько термопиков [4,5].

Расположенные на разных глубинах ловушки с разной вероятностью захватывают электроны из зоны проводимости (дырки из заполненной зоны). В свою очередь электроны (дырки), находящиеся в ловушках с энергетической глубиной, например, ϵ_1 и ϵ_2 , различным образом взаимодействуют с фотонами возбуждающегося излучения, под действием которых они могут быть освобождены из ловушек и переведены в зону проводимости (дырки — в заполненную зону), откуда они либо рекомбинируют, либо претерпевают повторный захват.

Таким образом, в КТВ фосфора с двумя и более термопиками содержится большая информация о взаимодействии излучения с решеткой кристалла, чем в КТВ фосфора, содержащем один термопик. Поэтому исследование КТВ таких фосфоров представляет определенный интерес для выявления новых возможностей фосфора как детектора ионизирующих излучений и для изучения характера взаимодействия захваченных электронов (дырок) с излучением.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по исследованию влияния дозы рентгеновского излучения на КТВ монокристалла LiF, используемого в термомонолюминесцентных дозиметрах [6].

Экспериментальные результаты

Наличие в КТВ фосфора большого числа трудно различимых термопиков значительно осложняет их анализ. Поэтому монокристалл LiF, имеющий КТВ, показанную на рис. 1, является удобным объектом для исследования кривой термовысвечивания с двумя термопиками. КТВ этого фосфора в области температур 20 — 200° С имеет два четко различающихся термопика: первый — при температуре около 140°С и второй — при 180°С.

В качестве характеристики КТВ можно воспользоваться отношением

$$\Delta = \frac{N_2}{N_1}, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 — светосуммы (число электронов), запасенные на уровнях захвата с энергетической глубиной соответственно ϵ_1 и ϵ_2 .

Для удобства измерений в наших экспериментах в качестве характеристики КТВ использовано отношение

$$\delta = \frac{J_{m_2}}{J_{m_1}} \quad (2)$$

где J_{m_1} и J_{m_2} — амплитуды первого и второго термопика.

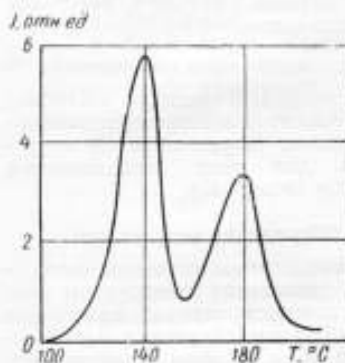


Рис. 1. Кривая термовысвечения монокристалла LiF (доза облучения 0,5 p)

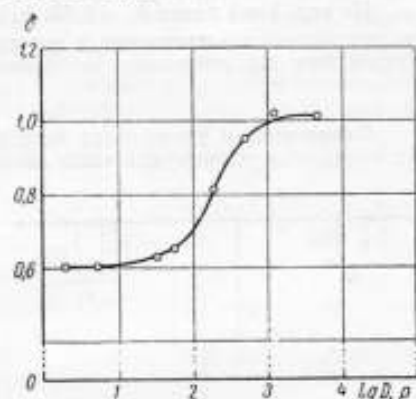


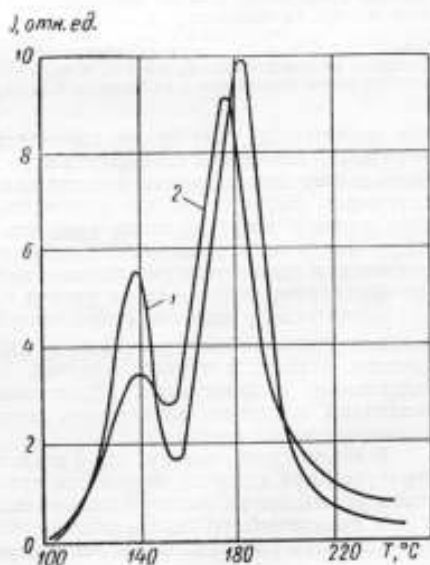
Рис. 2. График зависимости $\delta_1 = f(D)$ (эффективная энергия $E_{\text{эф}} \approx 15 \text{ кэВ}$)

Следует заметить, что в общем случае $\Delta \neq \delta$.

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость $\delta_1 = f(D)^*$ (где D — экспозиционная доза.) Как видно из этого рисунка, при малой дозе облучения δ_1 сохраняет постоянное значение и при $D = 50$ – 500 p эта величина резко возрастает. В области доз 10^2 – 10^4 p наблюдается насыщение δ_1 .

Аналогичная зависимость для порошкового фосфора LiF с термопиками при 200 и 280°C получена в работе [7], где δ_1 выходит на плато при дозах 0,04–0,06 Mrad

Рис. 3. Кривые термовысвечения монокристалла LiF при облучении: 1 — нейтронами (интегральный поток $4,7 \cdot 10^8 \text{ нейтр/см}^2$) и 2 — α -частицами (интегральный поток $3,7 \cdot 10^7 \text{ } \alpha\text{-частиц/см}^2$)



* Здесь индекс γ и в дальнейшем индексы β и α означают вид излучения (соответственно γ -излучение, нейтроны и α -частицы), для которого измерена δ .

и 2—10 Мрад. Авторы работы [7] предложили использовать δ_T в качестве отсчетной величины при дозиметрии больших доз, которая, как они полагают, строго зависит от дозы облучения.

Значительное влияние на δ оказывает вид излучения. На рис. 3 показаны КТВ кристалла LiF при облучении нейтронами (источник PuBe) и α -частицами (источник ^{238}Pu). КТВ этого кристалла при облучении рентгеновским излучением ($E_{\text{эф}} \approx 30 \text{ кэВ}$) показана на рис. 1.

На рис. 1 и 3 имеем $\delta_1 = 0,58$, $\delta_n = 1,82$ и $\delta_x = 2,64$, т.е. для данной дозы рентгеновского излучения и интегральных потоков α -частиц и нейтронов (указанных на рисунках) выполняется неравенство

$$\delta_T < \delta_n < \delta_x. \quad (3)$$

Увеличение и уменьшение интегральных потоков α -частиц и нейтронов на порядок от упомянутых выше значений не изменяет заметно соотношения термополюсов. Неравенство (3) сохранилось для всех исследованных образцов (более 40).

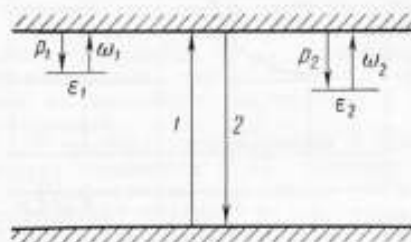


Рис. 4. Схема с двумя сортами центров захвата (ϵ_1 , ϵ_2)

Переход электронов: 1 — из заполненной зоны в зону проводимости, 2 — безызлучательный

Вероятности: P_1 и P_2 — захвата электронов центрами соответственно ϵ_1 и ϵ_2 ; ω_1 и ω_2 — освобождения электронов с центрами 1 и 2

нов, захваченных ловушками, изменяется от 0 до N , причем часть из них может быть освобождена непосредственно под действием излучения [8]. Вероятность такого освобождения зависит как от глубины ловушки, так и от вида излучения. Естественно предположить, что из электронов, находящихся на двух разных энергетических уровнях, меньшую вероятность освобождения будут иметь электроны более глубокого уровня ($\omega_2 < \omega_1$). Тогда по мере накопления электронов на уровнях захвата ϵ_1 и ϵ_2 электроны станут более эффективно запасаться на уровне ϵ_2 .

Значительное отличие (увеличение) δ_n и δ_x от δ_T , по-видимому, обусловлено существенной разницей в характере локализации электронов на уровнях захвата в треках α -частиц, атомов вещества, выбитых быстрыми нейтронами, и электронов, образованных γ -квантами. В частности, будет различной плотность электронов, локализованных на уровнях захвата в указанных выше треках.

В заключение отметим, что δ зависит также от энергии излучения и температуры, при которой облучается кристалл. Зависимость δ от многих факторов указывает на богатую информационную способность этого параметра, и для практического использования его необходимо тщательное исследование кинетики кристаллофосфоров с двумя уровнями захвата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. «Наука», 1966, стр. 236.
2. S r i g n y Z. Atomic Energy Rev. Vienna, 1965, v. 3, № 2, p. 61.

3. Шварц К. К., Кристаксон Я. Ш., Лусис Д. Ю., Подиць А. В. «Радиационная физика», т. V, Рига, 1967, стр. 279.
4. Груббе М. М., Межс Т. К., Грант Э. А., Шварц К. К. Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, 1967, т. 4, стр. 65.
5. Goldstein N., Tschilin E., Miller W. G. Health. Phys. 1968, v. 14, p. 159.
6. Куделин К. М., Булгаков В. Б., Попов Г. Н. Термолюминесцентные индивидуальные дозиметры. «Атомная энергия», 1969, т. 26.
7. Jones J. L., Martin J. A. Health. Phys., 1968, v. 14, p. 522.
8. Кац М. Л. Люминесценция и электронно-дырочные процессы в фотохимически окрашенных кристаллах щелочно-галогидных соединений. Изд. Саратовского университета, 1960.

Поступила в редакцию 30/IX 1968 г.

СОДЕРЖАНИЕ

I. Дозиметрия ионизирующих излучений

| | |
|---|----|
| М. П. Кочина, М. Ф. Юдин. Эталонная ионизационная камера для воспроизведения единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией фотонов 60—400 кэв | 3 |
| М. П. Кочина. Камера-свидетель установки для передачи размера единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией фотонов 40—120 кэв | 14 |
| В. Н. Тучин, М. Ф. Юдин. Установка для измерения малых мощностей доз γ -излучения | 17 |
| Р. Ф. Кононова, М. П. Кочина, Г. П. Остроумова, И. А. Уряев, М. Ф. Юдин. Рабочие эталоны единицы экспозиционной дозы излучения с энергией фотонов 40—3000 кэв | 22 |
| Т. И. Зубкова. Методы измерения доз рентгеновского излучения при рентгенодиагностических исследованиях | 26 |
| В. П. Глинин, М. Ф. Юдин. Твердотельная дозиметрия | 37 |
| Г. П. Остроумова, С. А. Русинова. Аттестация γ -источников радия по мощности экспозиционной дозы | 44 |

II. Измерение активности радиоактивных источников

| | |
|--|----|
| Л. П. Кулькова, Е. А. Хольнова. Альфа-бета-калориметры эталонной установки типа УЭА-5 | 48 |
| А. Ф. Дричко, Ф. М. Караваев. Установка типа УПГИ-3 для поверки γ -источников | 52 |
| А. Ф. Дричко, Ф. М. Караваев, Л. П. Кулькова, Р. М. Служиева, Е. А. Хольнова. Определение поправки на «самопоглощение» для радиевых γ -источников | 56 |
| С. А. Русинова, Р. М. Служиева. Измерение активности нуклидов в β -источниках с помощью $2\pi\beta$ -ионизационной камеры | 63 |
| В. Я. Алексеев, И. М. Басаргина. Установка УСЧ-7 для относительных измерений распределенных α -источников | 69 |
| А. Е. Кочин, Ю. Г. Марков. Большой пропорциональный счетчик для относительных измерений β -источников с активной поверхностью до 160 см ² | 73 |

III. Нейтронные измерения

| | |
|--|----|
| О. Л. Андреев, В. А. Тумольский, И. А. Ярицына. Образцовая установка плотности потока тепловых нейтронов | 80 |
| Г. М. Стуков, И. А. Ярицына. Исследование метода активации золота для определения потока нейтронных источников с высокой точностью | 83 |

| | |
|---|-----|
| О. Л. Андреев, И. А. Ярицын. О некоторых эталонах единицы плотности потока тепловых нейтронов | 87 |
| А. Н. Биков, В. Т. Щеболева, Ш. В. Яблоков. Установка для измерения сечений взаимодействия быстрых нейтронов из реакции $T(d, n)^4\text{He}$ и $D(d, n)^3\text{He}$ | 94 |
| Л. Я. Гудкова, Б. А. Ефименко, В. Г. Золотухин, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский. Расчет характеристик поля быстрых нейтронов в коллимированном пучке | 99 |
| С. Н. Балахничев, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский. Создание и исследование установки УКПН-1 для проверки и градуировки нейтронных приборов в коллимированном пучке | 107 |
| С. Н. Балахничев, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский. Исследование поля эквивалентных доз быстрых нейтронов | 129 |
| С. Н. Балахничев, С. И. Слепышков, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский. Исследование потока тепловых нейтронов установки УКПН-1 | 137 |
| И. А. Харитонов, В. Т. Щеболева, Ш. В. Яблоков. Применение метода $n-\alpha$ -совпадений к реакции $d(T, n)^4\text{He}$ | 146 |
| В. Т. Щеболева. Определение выхода нейтронов набора RaBe-источников | 153 |

IV. Измерения тормозного излучения бетатрона ВНИИМ

| | |
|---|-----|
| Ю. В. Лысанов, М. Ф. Юдин. Калориметрическая установка для измерения потока энергии тормозного излучения | 155 |
| Г. В. Абрамов, М. Ф. Юдин. Вопросы создания и конструирования приборов типа «квантометр» для абсолютных измерений тормозного излучения в диапазоне 1—50 Мэв | 159 |
| В. В. Скотников, М. Ф. Юдин. Определение эффективной толщины мишени по угловому распределению интенсивности тормозного излучения | 171 |
| Н. Д. Виллевалде, М. Ф. Юдин. Устройство для контроля и стабилизации граничной энергии спектра тормозного излучения бетатрона ВНИИМ | 175 |
| Н. Д. Виллевалде, М. Ф. Юдин. Устройство для стабилизации интенсивности тормозного излучения бетатрона ВНИИМ | 182 |

V. Спектрометрия излучений и другие работы

| | |
|---|-----|
| В. Н. Тучин. Спектрометр полного поглощения | 186 |
| Ю. В. Иванов, Б. И. Кузнев, Г. С. Орлов. Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов с двумя детекторами | 188 |
| Б. Н. Крылов, В. И. Фоминых. Нейтроны с энергией менее 1 Мэв в спектрах Be (α, n)-нейтронных источников | 198 |
| Л. П. Кулькова, Е. А. Хольнова. Определение периода полураспада радия | 211 |
| Р. Ф. Бригевич, Г. М. Стуков. Использование радиохимического способа выделения активности в методе пороговых реакций | 220 |
| Э. Н. Брандес, К. М. Куделин, А. М. Шалагин. Кривые термовысвечивания монокристалла LiF, облученного γ -квантами, нейтронами и α -частицами | 224 |
| Рефераты публикуемых статей | 230 |

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 539.12.04.08

ЭТАЛОННАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 60 — 400 кэв

М. П. Кочина, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 3.

В статье описана плоскопараллельная ионизационная камера для абсолютных измерений мощности экспозиционной дозы рентгеновского излучения с энергией 60—400 кэв. Расширение энергетического диапазона измеряемых мощностей экспозиционной дозы позволило использовать данную камеру для измерения ранее созданных устиковок для измерения мощности экспозиционной дозы излучения с энергией 40—250 и 250—3000 кэв. Камера работает под давлением 0,5 Мн/м². Погрешность воспроизведения единицы экспозиционной дозы не превышает $\pm 1,3\%$.

Библиографий 5, иллюстраций 6, таблиц 2.

УДК 621.386.82 : 539.1.074.22

КАМЕРА-СВИДЕТЕЛЬ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ РАЗМЕРА ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 40 — 120 кэв

М. П. Кочина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 14.

В статье описана конструкция камеры-свидетеля, позволяющей повысить точность передачи единицы экспозиционной дозы рентгеновского излучения образцовым дозиметром. «Ход с жесткостью» камеры в диапазоне энергии фотонов 40—120 кэв не превышает 2%. Для регистрации ионизационного тока в камере использованы баллистический гальванометр и усилитель постоянного тока У1-2.

Иллюстраций 3, библиографий 2.

УДК 539.122.08

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ МОЩНОСТЕЙ ДОЗ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Н. Тучин, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 17.

Описана разработанная на основе сцинтилляционного метода дозиметрическая установка типа УСМД для измерения малых мощностей доз γ -излучения в диапазоне 10—0,01 мкр/сек относительным методом с погрешностью, не превышающей 3%. Показана возможность установки УСМД для абсолютных измерений мощности дозы γ -излучения.

Библиографий 5, иллюстраций 3.

УДК 539.12.04.08

РАБОЧИЕ ЭТАЛОНЫ ЕДИНИЦЫ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 40 — 3000 кэв

Р. Ф. Кононова, М. П. Кочина, Г. П. Остроумова, Н. А. Урлев, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 22.

В статье описан набор полостных графитовых камер, аттестованный в качестве рабочего эталона единицы экспозиционной дозы. Вновь созданные камеры с измерительным устройством переносного типа могут быть использованы для международных сравнений эталонов, воспроизводящих единицу экспозиционной дозы, а также для аттестации дозиметрических установок головных поверочных лабораторий.

Таблиц 4, иллюстраций 2, библиографий 4.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДОЗ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕНТГЕНОДИАГНОСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Т. И. Зубкова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 26.

Выбор методики измерения доз длинноволнового рентгеновского облучения, применяемого в рентгенодиагностических исследованиях, является актуальной проблемой. Такая методика должна позволять измерять дозы на фантомах, трупах и человеке. Краткий литературный обзор методов регистрации и физико-технических характеристик некоторых дозиметров, применяемых для измерения доз длинноволнового рентгеновского излучения, позволил сравнить применяемые различными авторами неинвазивный, сцинтилляционный и термолюминесцентный методы дозиметрии. Наиболее подходящим для измерения доз в практике рентгенодиагностики следует признать термолюминесцентный метод с использованием люминофоров, флюоридов лития.

Таблиц 1, библиографий 61, иллюстраций 4.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ

В. П. Глинин, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 37.

Для краткий обзор работ, выполненных в последние годы по твердотельной дозиметрии ионизирующих излучений, и на основе анализа их сделан вывод о перспективности развития твердотельной дозиметрии как для индивидуальной дозиметрии, так и для измерения больших доз смешанного ионизирующего излучения. Обсуждена возможность использования новых эффектов в щелочногалогенных кристаллах для дозиметрии ионизирующих излучений.

Библиографий 55, иллюстраций 1.

АТТЕСТАЦИЯ γ -ИСТОЧНИКОВ РАДИА ПО МОЩНОСТИ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ

Г. П. Остроумова, С. А. Русцова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 44.

В статье приводятся данные об условиях диафрагмирования источников радия при использовании их в качестве образцовых мер единицы экспозиционной дозы. Дано экспериментально полученное значение мощности экспозиционной дозы для рабочих эталонов радия ВНИИМ.

Таблиц 1, библиографий 5, иллюстраций 2.

АЛЬФА-БЕТА-КАЛОРИМЕТРЫ ЭТАЛОННОЙ УСТАНОВКИ ТИПА УЭА-5

Л. П. Кулькова, Е. А. Хольцова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 48.

В статье описываются альфа-бета-калориметры эталонной калориметрической установки типа УЭА-5, с помощью которых во ВНИИМ осуществляется воспроизведение единицы активности нуклидов в α - и β -источниках в диапазоне от 1 мкюри и выше. Приведены основные характеристики этих калориметров, а также экспериментальные данные по определению их чувствительности. Чувствительность калориметров достаточна, чтобы измерять тепловые эффекты порядка 20—50 мквт с погрешностью 0,2 — 0,5%.

Таблиц 1, библиографий 3, иллюстраций 2.

УДК 539.166.03.089.6

УСТАНОВКА ТИПА УПГИ-3 ДЛЯ ПОВЕРКИ γ -ИСТОЧНИКОВ

А. Ф. Дричко, Ф. М. Каравас

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 52.

В статье описывается установка типа УПГИ-3, созданная для поверки образцовых радионуклидных источников с содержанием радия-элемента в источниках в диапазоне от 10^{-3} до 1 мк.

Однако установка УПГИ-3 может быть использована также для поверки γ -источников на других нуклидах в твердой и жидкой фазах с активностью от 10^{-6} до нескольких мкюри.

Таблиц 1, библиографий 4, иллюстраций 5.

УДК 539.16.03

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВКИ НА «САМОПОГЛОЩЕНИЕ» ДЛЯ РАДИЕВЫХ γ -ИСТОЧНИКОВ

А. Ф. Дричко, Ф. М. Каравас, Л. П. Кулькова, Р. М. Служнева, Е. А. Хольцова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 56.

В результате сопоставления результатов измерений массы радия в радионуклидных источниках, выполненных с помощью α -калориметра и 4π -понижационной камеры, определены поправки на поглощение γ -излучения в радионуклидных источниках («самопоглощение»). Предложена формула для расчета поправок на «самопоглощение» для радионуклидных источников при измерении их с помощью сферической понижационной камеры со свинцовыми стенками толщиной 2 см.

Таблиц 1, иллюстраций 3, библиографий 8.

УДК 539.165.03

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НУКЛИДОВ В β -ИСТОЧНИКАХ С ПОМОЩЬЮ 2- β -НИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

С. А. Русинова, Р. М. Служнева

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 63.

Создана и исследована установка с 2 β -нионизационной камерой, предназначенная для поверки образцовых β -источников в единицах активности в диапазоне $5 \cdot 10^2$ — $5 \cdot 10^4$ расп/сек.

Проанализированы погрешности. Для β -источников с активностью 10^4 расп/сек относительная средняя квадратическая погрешность измерения составляет 0,6%.

Таблиц 4, иллюстраций 5, библиографий 5.

УДК 539.164.03.08

УСТАНОВКА УСЧ-7 ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ α -ИСТОЧНИКОВ

В. Я. Алексеев, Н. М. Басаргина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 68.

Описана конструкция и приведены характеристики установки для измерения относительным методом активности и внешнего излучения образцовых α -источников 2-го и 3-го разрядов. Приведена методика определения внешнего излучения и активности измеряемых источников и определения погрешности измерения. Установка позволяет определить активность образцовых α -источников с площадью активной поверхности 160 см² в диапазоне активностей 4 — $2 \cdot 10^4$ расп/сек.

Библиографий 7, иллюстраций 3.

**БОЛЬШОЙ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК
ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ β -ИСТОЧНИКОВ
С АКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ДО 100 см²**

А. Е. Кочин, Ю. Г. Марков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения проникающих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 75.

Описывается созданный во ВНИИМ большой пропорциональный многоячеевой проточный счетчик, предназначенный для относительных измерений активности и внешнего палучения β -источников с активной поверхностью до 100 см². Приведены характеристики счетчика.

Таблиц 1, библиографий 3, иллюстраций 5.

**ОБРАЗЦОВАЯ УСТАНОВКА
ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ**

О. Л. Андреев, В. А. Тумольский, Н. А. Ярицyna

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения проникающих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 86.

В работе приведены результаты измерения плотности потока тепловых нейтронов в сферической рабочей полости образцовой установки, проведенного как при помощи абсолютных измерений, так и путем сравнения с эталоном.

Исследована равномерность поля тепловых нейтронов в прямоугольной рабочей полости. Показано, что в такой полости нельзя одновременно облучать несколько фольг или градуировать протяженные детекторы, что заставляло отказываться от этой формы полости и в качестве рабочей использовать сферическую полость.

Плотность потока тепловых нейтронов в сферической полости образцовой установки ВНИИМ составляет 5680 нейтр/(сек·см²).

Таблиц 2, иллюстраций 1, библиографий 5.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА АКТИВАЦИИ ЗОЛОТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ПОТОКА НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ С ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТЬЮ**

Г. М. Стуков, Н. А. Ярицyna

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения проникающих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 83.

Рассмотрен метод активации золота для определения выхода нейтронных источников. Приведены результаты измерения выхода RaBe (α, β)-нейтронных источников № 200-I и НР-115, проанализированы источники погрешностей метода, а также возможности уменьшения их. Благодаря реконструкции и модернизации установки для измерения выхода нейтронного источника удалось снизить погрешность измерений с 2,1 до 1,25%. Повышение точности метода в дальнейшем возможно только за счет прецизионных измерений некоторых констант, используемых в данной методике.

Библиографий 7, иллюстраций 1.

УДК 539.125.5

О НЕКОТОРЫХ ЭТАЛОНАХ ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

О. Л. Андреев, И. А. Ярицина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 87.

В статье рассматриваются созданные во многих странах эталоны единицы плотности потока тепловых нейтронов. Дан анализ конструктивных особенностей каждой установки, рассмотрены методы, применявшиеся для абсолютных измерений плотности потока тепловых нейтронов, и также приведены значения полученной плотности потока тепловых нейтронов на один быстрый нейтрон используемых источников, которые наряду с кadmиевым отношением служат критерием рациональной геометрии установки.

Таблиц 2, библиографий 12, иллюстраций 6.

УДК 539.125.5

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ $T(d, n)^3He$ И $D(d, n)^3He$

А. И. Быков, В. Т. Щеголев, Ш. В. Яблоков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 94.

Дано описание созданной во ВНИИМ установка для измерения полных сечений взаимодействия нейтронов из реакций $T(d, n)^3He$ и $D(d, n)^3He$. Приведены некоторые характеристики установки, влияющие на погрешности измерений.

Таблиц 2, библиографий 7, иллюстраций 4.

УДК 539.125.5

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В КОЛЛИМИРОВАННОМ ПУЧКЕ

Л. Я. Гудкова, Б. А. Ефименко, В. Г. Золотухин, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 95.

Дается краткое описание программы расчета Монте-Карло методом характеристик поля быстрых нейтронов в пучке, выходящем из коллиматора установки УКПН-1. Расчет для такой сложной геометрии проведен впервые. Получены энергетические спектры нейтронов, плотности потока и эквивалентные дозы в различных точках. Все результаты расчета согласуются с экспериментальными данными.

Таблиц 2, библиографий 16, иллюстраций 5.

УДК 539.125.5.08

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ УСТАНОВКИ УКПН-1 ДЛЯ ПОВЕРКИ И ГРАДУИРОВКИ НЕЙТРОННЫХ ПРИБОРОВ В КОЛЛИМИРОВАННОМ ПУЧКЕ

С. И. Балахничев, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 107.

Разработан новый метод, создана и исследована установка УКПН-1 для поверки и градуировки нейтронных приборов в коллимированном пучке. Новый метод имеет преимущества по сравнению с прежним, в котором используют открытый источник нейтронов. В работе приведено обоснование метода и конструкции коллиматора, дано описание установки и экспериментально найдены оптимальная геометрия коллиматора. Приведены результаты подробных исследований выбранного типа коллиматора, на основании которых ניתены методические указания по поверке и градуировке нейтронных радиометров.

Таблиц 1, библиографий 68, иллюстраций 20.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ДОЗ
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

С. Н. Балахничев, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1979 г., стр. 129.

Исследованиями ранее установка УКПН-1 для градуировки нейтронных радиометров в коллимированном пучке применена для градуировки нейтронных дозиметров в единицах эквивалентной дозы. Расчетные и экспериментальные данные об эквивалентных дозах для установки УКПН-1 согласуются. На основании результатов впервые написаны методические указания по поверке и градуировке нейтронных дозиметров.

Таблиц 3, иллюстраций 8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
УСТАНОВКИ УКПН-1

С. Н. Балахничев, С. И. Слепешков, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1979 г., стр. 137.

Приведены результаты исследования поля тепловых нейтронов установки УКПН-1. Тепловые нейтроны получают за счет замедления быстрых нейтронов радиоактивного источника в специальном замедлителе — тепловой насадке. По относительным измерениям выбрана оптимальная конструкция замедлителя. Абсолютным методом определены коэффициенты, необходимые для определения плотности потока тепловых нейтронов по потоку источника быстрых нейтронов. На основании результатов исследований написаны методические указания № 291 для градуировки и поверки нейтронных радиометров.

Таблиц 2, иллюстраций 11, библиографий 14.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА α - γ -СОВПАДЕНИЙ К РЕАКЦИИ $d(T, n)^3\text{He}$

И. А. Харитонов, В. Т. Шеболев, Ш. В. Яблоков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1979 г., стр. 146.

Проведено теоретическое сравнение определения активности радионуклида ^3Co методом β - γ и γ - γ -совпадений и определения выхода нейтронов из $d(T, n)^3\text{He}$ реакции методом α - α -совпадений. Показано, что при методе α - α -совпадений нет необходимости знать физическую эффективность детектора α -частиц, что является его существенным преимуществом в определении выхода перед методом малого телесного угла. Анализируются достоинства метода α - α -совпадений для выделения групп моноэнергетических нейтронов, определения эффективностей используемых детекторов и соответствующему излучению.

Таблиц 1, иллюстраций 2, библиографий 6.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ НАБОРА RaBe-ИСТОЧНИКОВ

В. Т. Щеголев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 153.

В статье рассмотрен вопрос о воспроизведении и передаче единицы выхода нейтронных источников на графитовой установке ВНИИМ. Приведены и обсуждены данные по определению постоянной установки и сохранению размера единицы выхода.
Таблиц 2, библиографий 2.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКА ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. В. Лысанов, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 165.

Описано устройство калориметрической установки типа КЛБ-50/1 для абсолютных измерений потока тормозного излучения бетатрона ВНИИМ с максимальной граничной энергией 50 Мэв. Особое внимание уделено вопросам снижения тепловых потерь. Описана методика электрической калибровки. Приведены экспериментальные данные по калибровке установки и сопоставлению их с расчетными данными. Чувствительность установки $5 \cdot 10^{-2}$ эв/дж.

Таблиц 1, иллюстраций 3, библиографий 6.

ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЯ ПРИБОРОВ ТИПА «КВАНТОМЕТР» ДЛЯ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 1–50 Мэв

Г. В. Абрамов, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 165.

В статье описаны и разобраны методы расчета квантометров для абсолютных измерений тормозного излучения. Дан анализ возможных конструктивных решений квантометра—прибора, в котором использован метод переходных кривых для измерения полного потока тормозного излучения от ускорителя—бетатрона.

Приводятся расчет прибора, изготовленного из различного материала (алюминий, медь). Даны основные параметры приборов и постоянные, позволяющие использовать их для измерений тормозного излучения в диапазоне энергий 1 — 50 Мэв. Приведены экспериментальные данные по определению чувствительности квантометра на монохроматическом излучении кобальта-60.

В статье содержится много материала, который может быть использован для создания приборов подобного типа.

Таблиц 3, библиографий 21, иллюстраций 10.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТОЛЩИНЫ МИШЕНИ
ПО УГЛОВОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В. В. Скотников, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 171.

По угловому распределению интенсивности неколлимированного пучка тормозного излучения, генерируемого бетатроном, определена эффективная толщина мишени. Показано, что для исследованных пучков тормозного излучения бетатрона ВНИИМ эффективная толщина мишени при средних энергиях практически соответствует геометрической толщине.

Таблиц 2, иллюстраций 3, библиографий 4.

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОНТРОЛЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ
СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА ВНИИМ**

Н. Д. Виллевалде, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 175.

В статье описано устройство, обеспечивающее получение стабильности граничной энергии спектра тормозного излучения бетатронной установкой ВНИИМ не хуже 0,2%. Библиографий 5, иллюстраций 3.

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА ВНИИМ**

Н. Д. Виллевалде, М. Ф. Юдин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 182.

Описывается экстремальное устройство для стабилизации интенсивности тормозного излучения бетатрона ВНИИМ.

Библиографий 6, иллюстраций 3.

СПЕКТРОМЕТР ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В. Н. Тучин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 156.

Описан сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaJ(Tl) ϕ 150 \times 100 мм, предназначенный для абсолютных измерений мощностей экспозиционных доз, создаваемых γ -источниками малой активности. Приведены характеристики спектрометра. Библиографий 4, иллюстраций 4.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ДВУМЯ ДЕТЕКТОРАМИ

Ю. В. Иванов, Б. Н. Кузнецов, Г. С. Орлов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 183.

Описан спектрометр быстрых нейтронов с органическими сцинтилляторами на совпадениях. Принцип действия спектрометра основан на анализе спектра импульсов протонов отдачи, совпадающих с нейтронами, рассеянными на угол 60° .

Для получения совпадений вводится задержка импульсов с первого детектора, равная времени пролета рассеянным нейтроном расстояния до второго детектора. Совпадения управляют схемой пропускающей импульсов с первого детектора на амплитудный анализатор. Для энергии 4 Мэв эффективность спектрометра $\sim 10^{-4}$ на падающий нейтрон, энергетическое разрешение — 12%. Приведены характеристики спектрометра и результаты измерения спектров нейтронных источников (^{90}Sr , ^{252}Cf и ^{252}Fm). Библиографий 12, иллюстраций 9.

НЕЙТРОНЫ С ЭНЕРГИЕЙ МЕНЕЕ 1 МэВ В СПЕКТРАХ Be (α , n)-НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Б. Н. Крамов, В. И. Фоминых

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 194.

В статье приводятся результаты исследования группы нейтронов с малой энергией (менее 1 Мэв) в спектрах Be (α , n)-нейтронных источников. Данные для ^{90}Sr (α , n), ^{226}Ra (α , n), ^{252}Cf (α , n), ^{252}Fm (α , n)-источников сопоставляются с измерениями других авторов. Наибольший вклад ($\sim 26\%$) эта группа составляет для ^{90}Sr (α , n)-источника. Отмечается, что для источников одного типа, но с различным потоком нейтронов, вклад группы нейтронов с малой энергией различен.

Таблиц 3, библиографий 27, иллюстраций 5.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА РАДИЯ

Л. П. Кулькова, Е. А. Хольцова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 211.

В работе определен период полураспада радия, равный $T_{1/2} = 1610 \pm 9$ лет. Применяется общезвестная методика, основанная на определении константы λ радия, однозначно связанной с его периодом полураспада. Для этого использованы calorиметрические измерения активности Государственного эталона радия СССР, содержание радия-элемента в котором хорошо известно.

Таблиц 3, библиографий 7.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИОХИМИЧЕСКОГО СПОСОБА ВЫДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ В МЕТОДЕ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ

Р. Ф. Брагевич, Г. М. Стуков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 220.

Рассматривается возможность применения радиохимического способа выделения активности в методе пороговых реакций при изучении спектров или измерения слабых нейтронных потоков. Обсуждены результаты сравнения спектра ^{90}Sr -источника данным радиохимическим способом и физическими методами. Радиохимический способ в методе пороговых реакций перспективен в случае увеличения числа используемых реакций.

Таблиц 2, библиографий 1, иллюстраций 1.

КРИВЫЕ ТЕРМОВЫСВЕЧИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА LiF,
ОБЛУЧЕННОГО γ -КВАНТАМИ, НЕЙТРОНАМИ И α -ЧАСТИЦАМИ

Э. И. Брандес, К. М. Куделин, А. М. Шалагин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерения ионизирующих излучений, вып. 124 (184), 1970 г., стр. 224.

Приведены результаты исследований влияния дозы и вида излучения на форму кривой термовысвечивания (КТВ) монокристалла LiF. КТВ этого фосфора в области температур 20 — 200° С содержит два термипика: первый — при температуре ~ 140° С и второй при ~ 180° С. В качестве характеристики КТВ принято отношение $\delta = J_{m2}/J_{m1}$ (где J_{m1} и J_{m2} — максимумы первого и второго термипиков).

Иллюстраций 4, библиографий 8.

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 124 (184)

Редактор *Н. Н. Александрова*

Техн. редактор *Э. Г. Вагер*

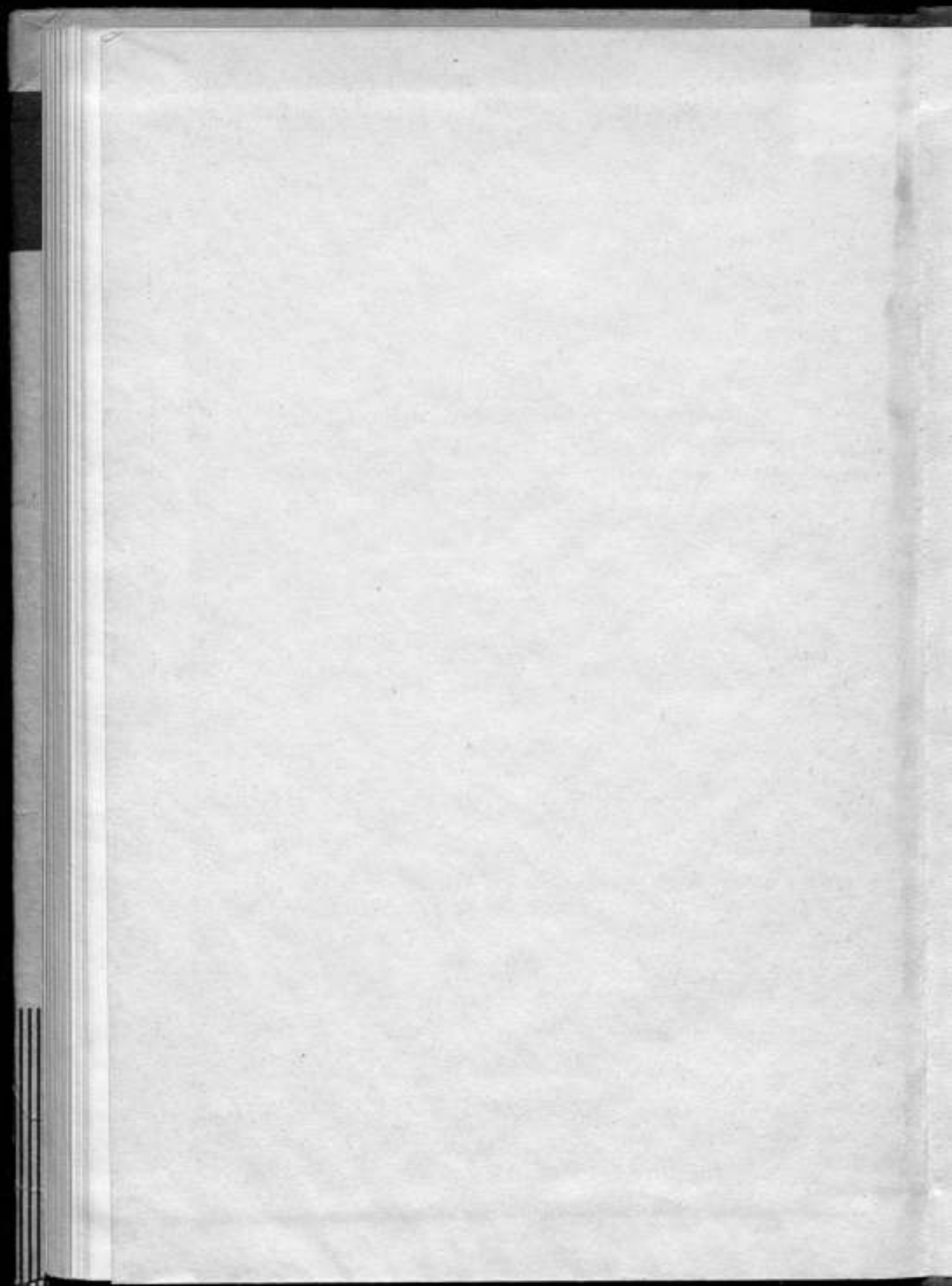
Корректор *Е. Я. Фарберова*

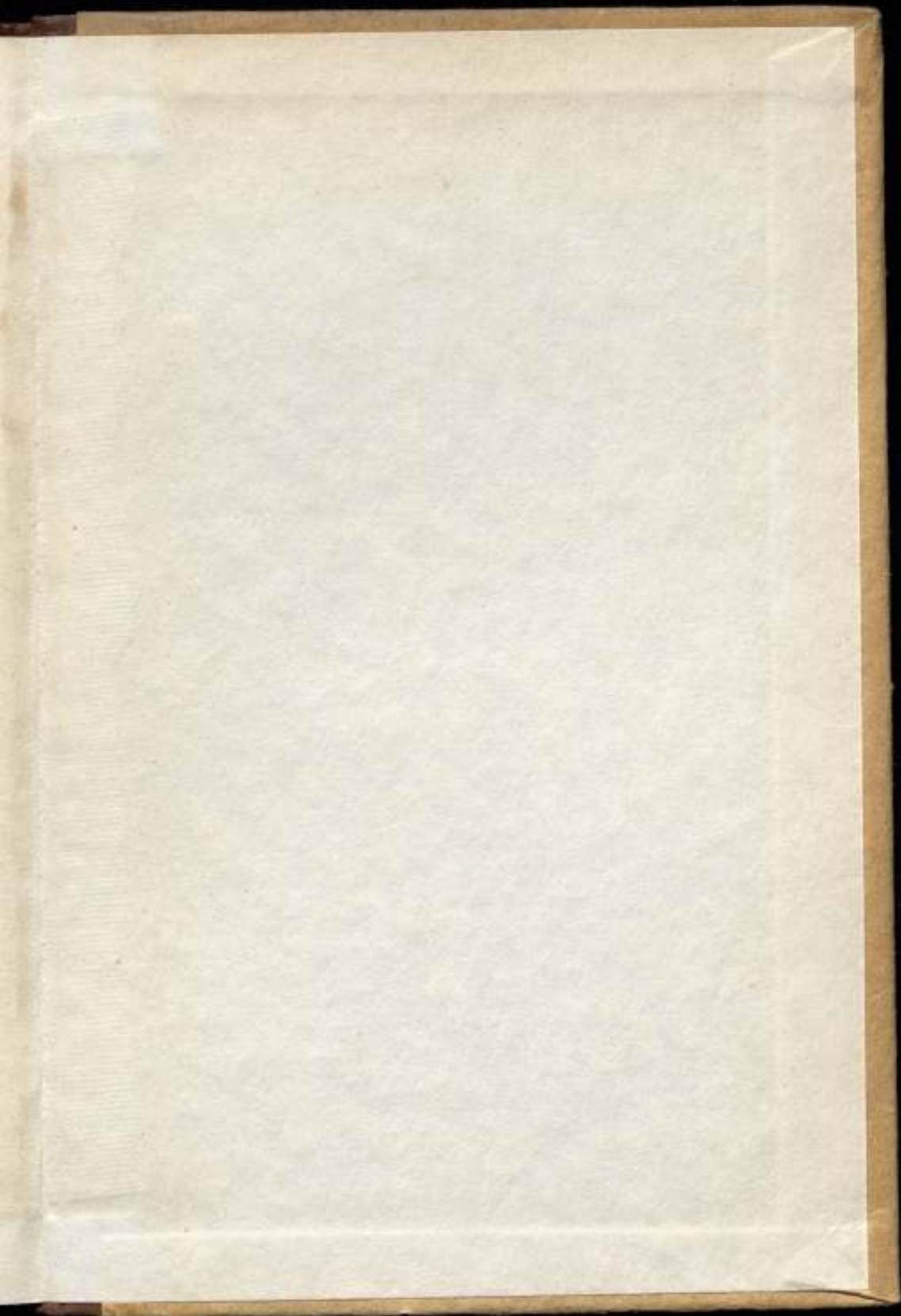
Сдано в производство 3/VI 1970 г. Подписано к печати 3/XII
1970 г. М-15826. Печ. л. 15. Уч.-изд. л. 9,2. Бум. л. 7,5. Бумага
типографская № 1. Формат 60×90¹/₁₆. Тираж 2000 экз.
Заказ 1280. Цена 2 р. 02 к.

Ленинградское отделение издательства «Энергия», Марсово
поле, 1.

Ленинградская типография № 4 Главполиграфпрома Коми-
тета по печати при Совете Министров СССР, Социалистиче-
ская, 14.







Цена 2 р. 02 к.