

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра дозиметрии и защиты

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА ИЗЛУЧЕНИЙ
(Сборник научных работ)

Москва

1957

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра дозиметрии и защиты

П 7
473

П 7
473

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА ИЗЛУЧЕНИЙ

(Сборник научных работ)

[Вып. I]

Под редакцией канд. физ.-матем. наук доц.
Е. Л. СТОЛЯРОВОЙ

819



ПРЕДИСЛОВИЕ

В наш век новой техники, век строительства атомных электростанций, широкого внедрения метода меченых атомов в промышленность, сельское хозяйство, медицину и биологию и других разнообразных форм использования атомной энергии в мирных целях, число людей, вынужденных иметь дело с ионизирующими излучениями, непрерывно растет.

Умение определить выход излучения из источника, оценить качество излучения в смысле его энергетического состава, интенсивность последнего в любой точке пространства, а также мощность дозы становится задачей исключительной важности.

В связи с этим исследовательская работа в направлении развития методов анализа излучений и конструирования соответствующей аппаратуры является безусловно крайне необходимой.

В настоящем сборнике изложены результаты работы в указанном направлении коллектива кафедры дозиметрии и защиты Московского инженерно-физического института.

В статье Ковалева Е. Е. рассмотрена роль самопоглощения при определении выхода γ -излучения из производственных источников, представляющих собою цилиндрические емкости. В работе даны методы расчета факторов самопоглощения γ -излучения в бесконечном и конечном цилиндрических источниках. Расчеты проведены в предположении экспоненциального закона ослабления γ -излучения в веществе источника. Приведены результаты расчетов факторов ослабления в зависимости от μd и H/D , где μ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения источника в материале источника, H — высота источника и D — его диаметр. Расчеты проведены без учета многократного комптоновского рассеяния. Существенным является также ограничение, связанное с моноэнергетичностью исходного γ -излучения.

Решение задачи в общем виде вряд ли может быть получено теоретически. Поэтому одновременно нами проводилась

разработка аппаратуры, позволяющей подойти к решению задачи экспериментальным путем. Для анализа внешних потоков γ -излучения наиболее пригодны люминесцентные γ -спектрометры. К тому же высокая светосила этих спектрометров, возможность использования последних для широкого диапазона энергий, малая инерционность, быстрота снятия спектра, дешевизна и простота в обращении дают им бесспорные преимущества перед другими методами.

В работе Столяровой Е. Л., Константинова И. Е. и Дорошенко Г. Г. проведено экспериментальное исследование решающей способности и линейности построенного авторами люминесцентного однокристалльного γ -спектрометра. В работе дан анализ факторов, влияющих на разрешение спектрометра. Предложена методика отбора фотоумножителей для целей спектрометрии и методика постановки фотоумножителей в оптимальный рабочий режим. Работа выполнена на фотоумножителях ФЭУ-19, однако предлагаемая методика может быть с успехом применена и для фотоумножителей нового типа.

В работе Иванова В. И. рассмотрены условия существования электронного равновесия при измерении рентгеновского и γ -излучений стеночными ионизационными камерами с учетом и без учета поглощения первичного излучения в стенках камеры.

Расчеты выполнены при следующих упрощающих предположениях.

1) Размеры полости ионизационной камеры малы по сравнению с пробегами в воздухе вторичных электронов, созданных в материале стенки γ -излучением.

2) Атомный номер материала стенки близок к атомному номеру газа, заполняющему полость камеры.

Результаты теоретического анализа совпали с результатами, даваемыми теорией наперстковых камер.

Предлагаемый Ивановым В. И.: упрощенный теоретический анализ допускает экспериментальную проверку. Кроме того, принципы расчета, предлагаемые Ивановым В. И., могут быть использованы при выяснении условий электронного равновесия в случае высоких энергий. Следует, однако, заметить, что в этом случае задача усложняется следующими обстоятельствами:

а) интенсивность излучения внутри стенки камеры уже не может считаться постоянной, так как эти стенки для обеспе-

чения электронного равновесия при высоких энергиях падающего излучения должны быть значительной толщины;

б) при энергии γ -излучения большей критической возможно возникновение ливней.

Установлению понятия электронного равновесия при высоких энергиях и определению условий существования такового посвящена статья Фролова В. В.

Результаты теоретического расчета показывают, что толстенные ионизационные камеры с алюминиевыми стенками толщиной соответственно в 3,5; 5,5 и 8 см обеспечивают электронное равновесие для излучений в 50, 100 и 200 Мэв. При этом для моноэнергетического γ -излучения результаты измерений могут быть получены в рентгенах. Расчеты справедливы для энергий ниже критической, то есть до возникновения ливней.

В статье Фролова В. В. и Ключникова В. Н. описана сконструированная авторами ионизационная камера с компенсированным «ходом с жесткостью», камера предназначена для измерения выхода тормозного излучения бетатрона в области энергий от 0 до 35 Мэв.

В статье Кимеля Л. Р. описана линейка для расчета защиты от γ -излучения Co^{60} . При построении линейки использована линейная зависимость между логарифмом величины активности и логарифмом расстояния. Пользуясь линейкой Кимеля Л. Р. можно быстро решать некоторые типовые задачи, связанные с определением условий безопасной работы с Co^{60} . Следующие две работы Гусева Н. Г., Егорова Ю. А. и Ковригина О. Д. и Егорова Ю. А. и Хвостюнок Р. Е. посвящены анализу нейтронных излучений. В статье «Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов» описывается устройство и принцип действия установки, служащей для измерения спектров быстрых нейтронов (от 1 Мэв до 15 Мэв), сконструированной авторами. В статье «Дозиметр быстрых нейтронов» описан сцинтилляционный нейтронный дозиметр. Идея прибора состоит в том, что в качестве датчика взят люминофор, состав которого тканеподобен, и, следовательно, в нем должны протекать процессы, близкие к тем, которые происходят в биологической ткани. В статье описан ряд опытов по подбору люминофора, отвечающего поставленным требованиям и одновременно обладающего достаточно высоким световым выходом при облучении его быстрыми нейтронами. Результаты экспериментов позволили авторам сконструировать и построить люминесцентный дозиметр, позволяющий из-

мерять дозу быстрых нейтронов с точностью до 15%. В работе указаны методы исключения γ -фона, обычно сопровождающего нейтронное излучение.

Статья Столяровой Е. Л. и Баранова В. Ф. представляет собою описание лабораторного бета-спектрометра с тонкой магнитной линзой, пригодного для учебных целей, а также для выполнения некоторых предварительных измерений, например для проверки чистоты радиоактивных препаратов, имеющихся в лаборатории.

Наконец, в последней статье Гусева Н. Г., Попова В. И. и Осанова Д. П. дано описание конструкции диффузионной камеры, приспособленной для измерения малых концентраций α -активных веществ. Дана методика измерений с учетом самопоглощения α -излучения в образце, описано применение камеры к задаче измерения α -загрязненности воды. Проведено сравнение метода диффузионной камеры с другими методами измерения α -загрязненности воды.

Все работы, помещенные в настоящий сборник, обсуждены на научной конференции преподавателей МИФИ, проходившей в мае 1955 г. (с 5/V по 12/V). Две работы — Столяровой Е. Л., Константинова И. Е. и Дорошенко Г. Г. «Исследование разрешающей способности и линейности люминесцентного γ -спектрометра» и Гусева Н. Г., Егорова Ю. А. и Ковригина О. Д. «Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов» — доложены на пятом Всесоюзном Совещании по ядерной спектроскопии, проходившем с 10/II по 14/II—1955 г. в г. Москве.

Ряд описанных в этом сборнике приборов (диффузионная камера, люминесцентный дозиметр быстрых нейтронов и др.) проходит в настоящее время производственное испытание.

В заключение считаю своим долгом выразить от авторского коллектива нашу признательность докт. техн. наук К. К. Аглинцеву, взявшему на себя труд по рецензированию настоящего сборника и сделавшему ряд ценных замечаний и указаний, с благодарностью учтенных нами.

САМОПОГЛОЩЕНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКАХ

Е. Е. КОВАЛЕВ.

Выход излучения из достаточно больших по размерам источников в большой степени зависит от поглощения γ -излучения внутри самого источника. Во многих случаях самопоглощение является существенным фактором и его необходимо учитывать.

При использовании источников γ -излучения для целей облучения самопоглощение в источнике является неблагоприятным фактором, так как приводит к уменьшению эффективной силы источника.

Очевидно, что во всех случаях использования достаточно больших по своим размерам источников γ -излучения необходимо иметь возможность оценивать влияние самопоглощения на выход γ -излучения.

Существующие литературные данные по этому вопросу являются очень ограниченными: в работах [Л. 1], [Л. 2] приведены данные по самопоглощению в цилиндрическом источнике, но они справедливы либо на очень больших расстояниях от источника, либо для очень маленьких по размерам источников.

Данные работы [Л. 3] позволяют вычислять фактор самопоглощения на поверхности цилиндрических источников по интенсивности γ -излучения. Эти данные, строго говоря, применимы лишь для бесконечного по высоте цилиндра.

Следует подчеркнуть, что нас интересует самопоглощение в больших цилиндрических источниках по мощности дозы γ -излучения.

Приведенные ниже данные справедливы для цилиндров с любым отношением высоты к диаметру на поверхности цилиндра.

Определим фактор самопоглощения γ -излучения в источнике как отношение мощности дозы P , создаваемой источни-

ком в реальных условиях, то есть с учетом самопоглощения в данной точке, к мощности дозы P_0 , создаваемой источником при аналогичных условиях, но без учета самопоглощения. Иными словами, фактор самопоглощения есть отношение мощностей доз от «непрозрачного» и «прозрачного» источников.

Ниже мы рассмотрим два случая. В первом случае цилиндрический источник рассматривается как бесконечный по высоте цилиндр. Во втором случае высота цилиндра сравнима с его диаметром.

Рассмотрение влияния самопоглощения в обоих случаях проведено при следующих предположениях.

1. Активное вещество равномерно распределено по объему источника с удельной активностью q .

2. Излучение источника является моноэнергетическим.

3. Поглощение γ -излучения в материале источника подчиняется закону $e^{-\mu x}$, где μ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения в материале источника.

4. Источник имеет цилиндрическую форму, причем его высота — H , а диаметр — D .

1. Первый случай: $H/D = \infty$.

По определению

$$f = \frac{P}{P_0} = \frac{P}{\{P\}_{\mu=0}}. \quad (1)$$

Легко также показать, что

$$f = \frac{P}{\{P\}_{\mu=0}} = \frac{4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{x_1(\vartheta, \varphi)} K \cdot q \cdot \frac{x^2 \cdot \cos \varphi d\varphi d\vartheta dx}{x^2}}{4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{x_1(\vartheta, \varphi)} K \cdot q \cdot \frac{x^2 \cos \varphi d\varphi d\vartheta dx}{x^2}}. \quad (2)$$

Здесь нами использованы дополнительно следующие обозначения:

K — гамма-постоянная радиоактивного изотопа;

(x, ϑ, φ) — координаты текущей точки P (см. рис. 1) в сферической системе координат с центром в точке O ;

$x_1 = x_1(\vartheta, \varphi)$ — верхний предел интегрирования по x ; определяется в данном случае из соотношения:

$$x_1 = D \frac{\cos \vartheta}{\cos \varphi}. \quad (3)$$

Выполняя интегрирование по x в числителе выражения (2) и по x, ϑ и φ — в знаменателе, и, используя соотношение (3), получим:

$$f = \frac{1}{\mu D} \left[1 - \frac{2}{\pi} Y(\mu D) \right]. \quad (4)$$

Здесь:

$$Y(\mu D) = \int_0^{\pi/2} X(\varphi, \mu D) \cos \varphi d\varphi,$$

$$X(\varphi, \mu D) = \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{\mu D}{\cos \varphi} \cos \vartheta} d\vartheta. \quad (4-a)$$

Интегралы в выражении (4-a) не берутся в элементарных функциях, их необходимо вычислять методами графического или численного интегрирования. Отметим следующее обстоятельство, существенно уменьшающее объем вычислительной работы. Из выражений (4-a) видно, что функция $X(\varphi, \mu D)$ зависит по существу лишь от аргумента $\mu D / \cos \varphi$. Следует поэтому предварительно вычислить зависимость $X = X\left(\frac{\mu D}{\cos \varphi}\right)$ и пользоваться

затем этой зависимостью, находя значения $X(\varphi, \mu D)$ для различных μD и φ . Проведя затем графическое интегрирование по φ и подставляя полученные значения $Y(\mu D)$ для различных значений μD , получим зависимость $f = f(\mu D)$.

При проведении графического интегрирования по ϑ и затем по φ удобно пользоваться методом трапеций.

В таблице 1 приведены значения факторов самопоглощения для различных значений μD , вычисленные вышеизложенным способом.

Из таблицы 1 видно, что самопоглощением в источнике можно практически пренебречь для источников с $\mu D \leq 0,03$. С другой стороны, пренебрежение самопоглощением для источников с $\mu D \approx 1$ приведет к серьезным ошибкам при расчете выхода γ -излучения.

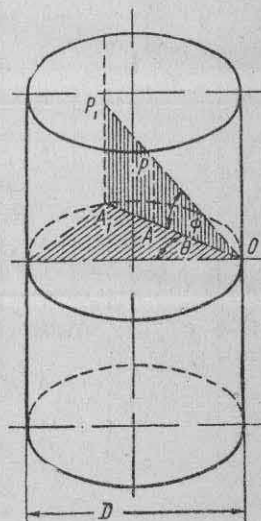


Рис. 1.

Таблица 1.
Значения факторов самопоглощения для цилиндрических источников

μD	f	μD	f	μD	f	μD	f
0	1,000	0,80	0,578	5,00	0,179	15,0	0,066
0,01	0,992	0,90	0,552	5,50	0,165	20,0	0,049
0,02	0,975	1,00	0,528	6,00	0,152	25,0	0,039
0,03	0,969	1,25	0,477	6,50	0,141	30,0	0,033
0,05	0,920	1,50	0,432	7,00	0,132	35,0	0,029
0,10	0,853	1,75	0,395	7,50	0,124	40,0	0,025
0,20	0,797	2,00	0,363	8,00	0,117	50,0	0,020
0,30	0,753	2,50	0,312	8,50	0,111	60,0	0,017
0,40	0,713	3,00	0,274	9,00	0,105	70,0	0,014
0,50	0,676	3,50	0,243	9,50	0,100	80,0	0,012
0,60	0,640	4,00	0,217	10,0	0,095	90,0	0,011
0,70	0,609	4,50	0,196	12,5	0,079	100	0,010

Отметим также следующий вывод из таблицы 1. Для источников с $\mu D > 10$ фактор самопоглощения определяется из очень простого соотношения: $f = \frac{1}{\mu D}$. Так, для $\mu D = 12,5$ из таблицы находим $f = 0,079$, а $f = \frac{1}{\mu D} = 0,08$, то есть различие не превышает 1,5%. С увеличением μD расхождение табличных значений f и вычисленных по формуле $f = \frac{1}{\mu D}$ практически исчезает. Это обстоятельство легко объясняется, если вернуться к формуле (1) и записать ее в виде:

$$P = P_0 \cdot f. \quad (1-a)$$

Легко показать, что

$$P_0 = 2\pi K q D \quad (1-b)$$

и для

$$\mu D > 10$$

$$P = 2\pi K q D f = \frac{2\pi K q D}{\mu D} = \frac{2\pi K q}{\mu}. \quad (1-b)$$

Таким образом, мы видим, что цилиндрический источник с $\mu D > 10$ создает на поверхности такую же мощность дозы, как и бесконечное полупространство (формула 1-в) с той же удельной активностью q .

II. Второй случай: $H \approx D$

Ниже мы рассмотрим практически важный случай, когда высота цилиндра сравнима с его диаметром. В целом метод рассмотрения в этом случае остается прежним. Как и выше, фактор самопоглощения определяется следующим образом:

$$f = f\left(\mu D, \frac{H}{D}\right) = \frac{P\left(\mu D, \frac{H}{D}\right)}{P_0\left(D, \frac{H}{D}\right)}, \quad (5)$$

причем для конечного цилиндра, как легко показать, величины P и P_0 в точке O определяются следующими соотношениями:

$$P = \frac{2\pi K \cdot q}{\mu} \left(1 - \frac{2}{\pi}\right) \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \cdot e^{-\mu x_1(\varphi, \varphi)} d\vartheta d\varphi \quad (6)$$

$$P_0 = \pi K q \cdot D \left[\left(\frac{H}{D}\right) \left(1 - \ln 2 \left(\frac{H}{D}\right) + \frac{H}{D} \ln \left(\frac{H}{D} + \sqrt{\left(\frac{H}{D}\right)^2 + 4}\right) + 2 - \sqrt{\left(\frac{H}{D}\right)^2 + 4} \right] \right]. \quad (7)$$

Существенное отличие данного случая от предыдущего состоит в выборе верхнего предела интегрирования по x .

В случае конечного цилиндра выбор верхнего предела интегрирования определяется следующими соображениями.

Очевидно, что при интегрировании по углу φ следует различать два случая:

$$1) \varphi \leq \varphi_{кр} = \arctg \frac{H}{2D},$$

$$2) \varphi \geq \varphi_{кр} = \arctg \frac{H}{2D}.$$

Когда $\varphi \leq \varphi_{кр}$, точка пересечения прямой, задаваемой углами θ и φ , с внешней поверхностью цилиндра находится на боковой цилиндрической поверхности, поэтому верхний предел интегрирования по x определяется прежним соотношением (3)

$$x_1 = D \frac{\cos \vartheta}{\cos \varphi}.$$

Когда $\varphi \geq \varphi_{кр}$, при интегрировании по ϑ следует различать два интервала:

$$1) \vartheta \leq \vartheta_{кр} = \arccos \frac{H}{2D \operatorname{tg} \varphi}.$$

В этом случае точка пересечения прямой, задаваемой углами ϑ и φ , с внешней цилиндрической поверхностью находится в плоскости верхнего сечения цилиндра, поэтому верхний предел интегрирования по x определяется из соотношения:

$$x_1 = \frac{H}{2 \sin \varphi} \neq x_1(\vartheta) \quad (3-a)$$

$$2) \vartheta \geq \vartheta_{кр} = \arccos \frac{H}{2D \operatorname{tg} \varphi}.$$

В этом случае точка пересечения попадает вновь на боковую поверхность цилиндра, и выполняется соотношение (3).

Используя приведенные соотношения для верхнего предела интегрирования по x , выражение (6) можно записать так:

$$P = \frac{2\pi Kq}{\mu} \left[1 - \frac{2}{\pi} \left\{ \int_0^{\varphi_{кр}} \int_0^{\pi/2} e^{-\mu D \frac{\cos \vartheta}{\cos \varphi}} \cdot \cos \varphi d\varphi d\vartheta + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_{\varphi_{кр}}^{\pi/2} \int_{\vartheta_{кр}}^{\pi/2} \cos \varphi \cdot e^{-\frac{\mu H}{2 \sin \varphi}} d\varphi + \int_{\varphi_{кр}}^{\pi/2} \int_{\vartheta_{кр}}^{\pi/2} \cos \varphi \cdot e^{-\mu D \frac{\cos \vartheta}{\cos \varphi}} d\vartheta d\varphi \right\} \right] \quad (6-a)$$

Таким образом, фактор самопоглощения для конечного цилиндра определяется выражениями (6-а) и (7).

Значения углов $\vartheta_{кр}$ и $\varphi_{кр}$ в выражении (6-а) зависят от отношения H/D . В таблице 2 приведены значения $\vartheta_{кр}$ и $\varphi_{кр}$ для цилиндров с различными H/D .

По формулам (6-а) и (7) были рассчитаны значения фактора самопоглощения для цилиндров с различными значениями μD и H/D . Результаты расчетов приведены в таблице 3.

На основании таблицы 3 можно сделать следующие выводы.

1) Для заданных значений μD фактор самопоглощения уменьшается с увеличением H/D , приближаясь в пределе к значениям $f/\frac{H}{D} = \infty$. Таким образом, доля γ -излучения, выходящего из источника, уменьшается с увеличением H/D при заданном μD .

Таблица 2.

Значения $\vartheta_{кр}$ и $\varphi_{кр}$ для конечных цилиндрических источников

$\varphi_{кр} = \arctg \frac{H}{2D}$		$\vartheta_{кр} = \arccos \frac{H}{2D \operatorname{tg} \varphi}$					
$\frac{H}{D}$	$\varphi_{кр}$	$\frac{H}{D} = 0,5$		$\frac{H}{D} = 1$		$\frac{H}{D} = 2$	
		φ	$\vartheta_{кр}$	φ	$\vartheta_{кр}$	φ	$\vartheta_{кр}$
0,5	14°2'	0	—	0	—	0	—
1,0	26°35'	10	—	10	—	10	—
2,0	45°	20	46°35'	20	—	20	—
3,0	56°19'	30	64°20'	30	30°1'	30	—
4,0	63°25'	40	72°40'	40	53°25'	40	—
5,0	68°11'	50	77°55'	50	65°12'	50	33°0
6,0	71°33'	60	81°43'	60	73°13'	60	54°45'
8,0	75°58'	70	84°47'	70	79°30'	70	68°40'
9,0	77°29'	80	87°30'	80	84°55'	80	79°55'
10,0	78°41'	90	90°0	90	90°0	90	90°0

2) Область пренебрежения самопоглощением ($f=1$) по μD тем больше, чем меньше H/D . Так, если для бесконечного цилиндра самопоглощением можно пренебречь при $\mu D < 0,03$, то для $H/D=1$ —при $\mu D < 0,1$, а для $H/D=0,25$ при $\mu D < 0,2$ и т. д.

3) Область значений μD , в которой источник можно рассматривать как излучающее полупространство, распространяется к меньшим значениям с увеличением H/D и в пределе для $H/D=\infty$, начиная с $\mu D=10$, источник можно рассматривать как излучающее полупространство.

4) С увеличением H/D область, где расчет f можно производить по данным для $H/D=\infty$, учитывая при пересчете геометрические факторы, также распространяется к меньшим значениям μD . Так, для $H/D=0,5$ пересчет по данным для $H/D=\infty$ можно производить, начиная с $\mu D=8$, а для $H/D=2$ —с $\mu D=4$ и т. д. Практически данные, полученные для $H/D=\infty$, можно использовать для расчета факторов самопоглощения для конечных цилиндров для всех μD , если $H/D > 2,5$.

Таблица 3.

Значения факторов самопоглощения для конечного цилиндрического источника

μD	H/D										
	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50	∞
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,1	0,975	0,967	0,962	0,958	0,955	0,952	0,950	0,947	0,945	0,942	0,853
0,2	0,950	0,931	0,925	0,920	0,916	0,912	0,908	0,904	0,900	0,896	0,797
0,3	0,931	1,903	0,892	0,884	0,878	0,871	0,866	0,863	0,856	0,852	0,753
0,4	0,912	0,880	0,861	0,856	0,844	0,838	0,831	0,826	0,820	0,812	0,713
0,5	0,893	0,852	0,832	0,825	0,815	0,808	0,800	0,793	0,786	0,780	0,676
0,6	0,875	0,832	0,811	0,800	0,784	0,777	0,770	0,762	0,754	0,744	0,640
0,7	0,859	0,811	0,787	0,773	0,758	0,750	0,740	0,730	0,721	0,714	0,609
0,8	0,841	0,790	0,766	0,750	0,734	0,723	0,713	0,700	0,692	0,686	0,578
0,9	0,824	0,771	0,743	0,730	0,713	0,698	0,690	0,673	0,666	0,656	0,552
1,0	0,809	0,752	0,724	0,704	0,690	0,676	0,662	0,648	0,638	0,631	0,528
1,5	0,743	0,668	0,632	0,614	0,593	0,576	0,562	0,543	0,533	0,522	0,432
2,0	0,688	0,604	0,558	0,532	0,513	0,496	0,479	0,461	0,450	0,437	0,363
2,5	0,640	0,544	0,499	0,472	0,454	0,437	0,418	0,403	0,390	0,376	0,312
3,0	0,596	0,496	0,449	0,421	0,404	0,386	0,371	0,355	0,340	0,327	0,274
3,5	0,557	0,452	0,406	0,377	0,361	0,343	0,329	0,313	0,303	0,290	0,243

Продолжение табл. 3.

μD	H/D										
	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50	∞
4,0	0,527	0,417	0,370	0,339	0,324	0,308	0,294	0,279	0,272	0,260	0,217
5,0	0,478	0,359	0,311	0,283	0,266	0,252	0,242	0,231	0,223	0,220	0,179
6,0	0,432	0,318	0,272	0,244	0,225	0,212	0,204	0,196	0,191	0,187	0,152
7,0	0,395	0,286	0,239	0,212	0,195	0,184	0,177	0,170	0,166	0,162	0,132
8,0	0,364	0,258	0,212	0,188	0,173	0,164	0,154	0,151	0,147	0,144	0,117
9,0	0,336	0,231	0,191	0,169	0,155	0,147	0,141	0,136	0,132	0,129	0,105
10	0,311	0,209	0,172	0,153	0,140	0,133	0,127	0,123	0,119	0,117	0,095
12	0,267	0,181	0,149	0,132	0,121	0,115	0,110	0,106	0,103	0,101	0,082
14	0,232	0,156	0,129	0,114	0,105	0,099	0,095	0,092	0,089	0,087	0,071
16	0,200	0,137	0,112	0,100	0,092	0,087	0,083	0,080	0,078	0,076	0,062
18	0,178	0,121	0,100	0,088	0,081	0,077	0,074	0,071	0,069	0,068	0,055
20	0,159	0,108	0,089	0,079	0,072	0,068	0,066	0,063	0,062	0,060	0,049
30	0,107	0,073	0,060	0,053	0,049	0,046	0,044	0,043	0,041	0,040	0,033
40	0,081	0,055	0,045	0,040	0,037	0,035	0,033	0,032	0,031	0,031	0,025
50	0,065	0,044	0,036	0,032	0,030	0,028	0,027	0,026	0,025	0,024	0,020
100	0,032	0,022	0,018	0,016	0,015	0,014	0,013	0,013	0,013	0,012	0,010

Заключение

Приведенные результаты расчетов факторов самопоглощения для конечного и бесконечного цилиндров получены на основе указанных выше предположений, идеализирующих реальные условия. Так, наибольшие ограничения вносит предположение о законе поглощения $e^{-\mu x}$. Принимая этот закон, мы отказываемся от учета многократного комптоновского рассеяния внутри цилиндрического источника. Нам кажется, что одновременный учет самопоглощения и многократного комптоновского рассеяния внутри источника в общем случае вряд ли возможен*.

Затем, некоторое ограничение вносит то обстоятельство, что данные таблиц 1 и 3 справедливы лишь на поверхности цилиндрического источника или вблизи от него.

Интересно и практически важно иметь значения факторов самопоглощения по мощности дозы для любых расстояний от источника. Эта задача требует еще своего разрешения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Evans R., Rev. Mod. Phys., 20, № 1, 305, 1948.
2. Field E. Nucleonics, 11, № 9, 66, 1953.

* Учет многократного комптоновского рассеяния внутри источника требует специального рассмотрения и будет проведен в отдельной статье.

О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ И ЛИНЕЙНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО γ -СПЕКТРОМЕТРА

Е. Л. СТОЛЯРОВА, И. Е. КОНСТАНТИНОВ, Г. Г. ДОРОШЕНКО.

Введение

Люминесцентные γ -спектрометры в настоящее время находятся в стадии методической разработки. Они дают пока еще недостаточно хорошее разрешение. По разрешающей способности они значительно уступают магнитным спектрометрам.

Однако они привлекают к себе внимание широкого круга исследователей благодаря тому, что обладают рядом ценных свойств, позволяющих применять их для решения такого рода задач, где использование магнитных спектрометров затруднительно.

Светосила люминесцентных спектрометров значительно больше, чем магнитных. При размещении источника электронов (например β -активного препарата) непосредственно на люминофоре все электроны, вылетающие в сторону люминофора, попадают в него, и практически все они регистрируются. Таким образом, в этом случае доля телесного угла, используемого в спектрометре, $\omega = 0,5$ от 4π .

Важным следствием этого является возможность применения источников очень малой активности (порядка μCi), а следовательно, возможность приготовления очень тонких препаратов для исследования, что необходимо для уменьшения искажений низкоэнергетических частей спектра.

Большая светосила особенно важна при снятии спектров изотопов с большими периодами полураспада, так как активность их на единицу массы мала и изготовление тонких источников затруднительно. В таких случаях данные, полученные на люминесцентных спектрометрах, могут оказаться надежнее, чем полученные на магнитных спектрометрах.

Снятие спектра на люминесцентном спектрометре осуществляется более просто, а главное с меньшей затратой времени, чем на магнитном. При использовании многоканального амплитудного анализатора все точки спектра могут быть сня-

ты одновременно, что весьма важно при снятии спектров коротко живущих изотопов. Для анализа внешних потоков γ -излучения, что существенно в ряде дозиметрических задач, люминесцентные γ -спектрометры незаменимы. Поэтому, как нам представляется, анализ факторов, влияющих на разрешение люминесцентного спектрометра, является практически полезной задачей.

Рассмотрению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Теория вопроса

Полная разрешающая способность люминесцентного γ -спектрометра зависит от качества его трех основных частей: кристалла, фотоумножителя и разрешающей способности регистрирующей схемы. Последняя не является критичной.

Для оценки разрешения, даваемого кристаллом и фотоумножителем, воспользуемся известной формулой Робертса [Л. 1] для относительной дисперсии числа электронов в выходном импульсе при сцинтилляциях, возникающих при поглощении кристаллом моноэнергетических γ -квантов

$$\rho^2 = \frac{1}{\bar{N}} \left(\frac{\overline{\Delta N^2}}{\bar{N}} - 1 \right) + \frac{1}{\bar{N} f p q} \left[1 + \frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + \frac{\overline{\Delta m^2}}{m_1 m (m - 1)} \right], \quad (1)$$

где:

$\bar{N}$ — среднее число фотонов, испускаемых люминофором;

f — доля фотонов, дошедших до фотокатода;

p — квантовая эффективность фотокатода;

q — доля фотоэлектронов, попавших на первый эмиттер;

m_1 — средний коэффициент усиления первого эмиттера;

m — средний коэффициент усиления любого из остальных эмиттеров;

$\overline{\Delta N^2}$, $\overline{\Delta m_1^2}$, $\overline{\Delta m^2}$ — дисперсия соответствующих величин.

Первый член в правой части формулы (1) представляет собой вклад в амплитудный разброс, даваемый кристаллом, второй — фотоумножителем. Пользуясь формулой (1), можно оценить влияние отдельных параметров на разрешение люминесцентного γ -спектрометра. При использовании в качестве осветителя идеального кристалла или же генератора стандартных импульсов $\overline{\Delta N^2} = \bar{N}$ и первый член в формуле (1) обращается в нуль. Далее, для получения лучшего разрешения,

очевидно, необходимо иметь знаменатель второго члена, представляющий собой число фотоэлектронов, входящих в умножитель $n_0 = \bar{N} f p q$, возможно большим.

Увеличение среднего числа фотонов, испускаемых люминофором, то есть увеличение светового выхода на единицу поглощенной энергии, может быть достигнуто за счет подбора люминофора и за счет выбора оптимального количества активатора. Увеличение доли фотонов (f), достигающих поверхности фотокатода, связано с выбором оптимальной геометрии кристалла и применением наиболее эффективных отражателя и оптического контакта с фотокатодом. Требование возможно большей величины квантовой эффективности фотокатода (p) сводится к необходимости отбора фотоумножителей с наибольшей чувствительностью фотокатода [Л. 2]. Эффективность собирания фотоэлектронов на первый эмиттер (q) зависит от геометрической компоновки входной части фотоумножителя (фотокатод, фокусирующая диафрагма, первый эмиттер), качества ее конструкции и механической сборки, а также от напряжения между фотокатодом и первым эмиттером и от потенциала фокусирующей диафрагмы относительно фотокатода.

Увеличение эффективности собирания электронов на первый эмиттер может быть достигнуто: 1) путем отбора фотоумножителей с наиболее удачной геометрией электронно-оптической системы трубки и 2) путем выбора оптимального режима работы фотоумножителя. Нам неоднократно приходилось встречаться с вопросом о том, каким делителем напряжения лучше пользоваться — равномерным или же неравномерным и приходилось встречаться с предложениями самых разнообразных вариантов распределения напряжений между диодами фотоумножителя. Как нам представляется, оптимальный режим работы фотоумножителя определяется в основном правильным подбором потенциалов фокусирующей диафрагмы (которая в данном случае играет роль цилиндра Венельта) и первого эмиттера относительно катода. Действительно, числитель второго члена

$$F = \left[1 + \frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + \frac{\overline{\Delta m^2}}{m_1 m (m - 1)} \right] \quad (2)$$

характеризует вклад в амплитудный разброс, даваемый фотоумножителем. Из формулы (2) видно, что наибольшее влияние на величину F оказывает значение коэффициента усиления первого эмиттера m_1 .

В работе [Л. 3] приведена зависимость коэффициента вторичной эмиссии для сурьмяно-цезиевого эмиттера γ от энергии первичных электронов U_k , где U_k — напряжение на ступень.

Очевидно, следует ожидать улучшения разрешения, если подобрать напряжение между первым эмиттером и фотокатодом $U_{фк-эл}$, соответствующим максимуму коэффициента вторичной эмиссии (рис. 1).

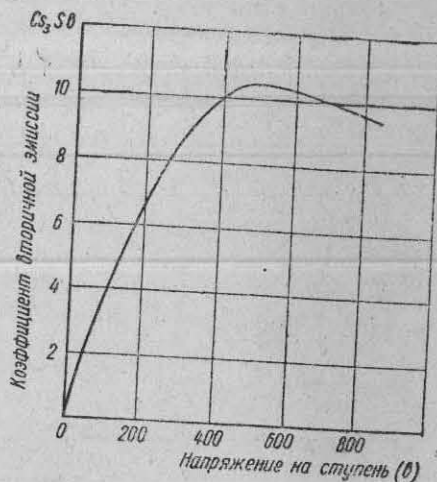


Рис. 1.

Нам неизвестно поведение величины дисперсии коэффициента усиления первого эмиттера Δm_1^2 с изменением напряжения для сурьмяно-цезиевого эмиттера.

В работе [Л. 4] приводятся экспериментальные результаты исследований зависимости $\frac{\Delta m_1^2}{m_1^2}$ от энергии первичных электронов лишь для бериллиевой поверхности и для поверхности $Ba + SrO$ (рис. 2). По-видимому, улучшение разрешения за счет увеличения m_1 будет несколько снижено за счет возрастания Δm_1^2 . Однако этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

Вклад в разброс от всех остальных ступеней усиления (кроме первой) относительно мал и не должен существенно влиять на разрешение.

Переходя в формуле (1) к измеряемым величинам, имеем:

$$\sigma^2 = \frac{\nu}{V} \left[\left(\frac{\Delta N^2}{N} - 1 \right) fpq + F \right], \quad (3)$$

где: σ — разрешение, определяемое как отношение полуширины к величине импульса;

V — амплитуда выходного импульса:

$$F = \left[1 + \frac{\overline{\Delta m_1^2}}{m_1^2} + \frac{\overline{\Delta m^2}}{m_1 m (m-1)} \right].$$

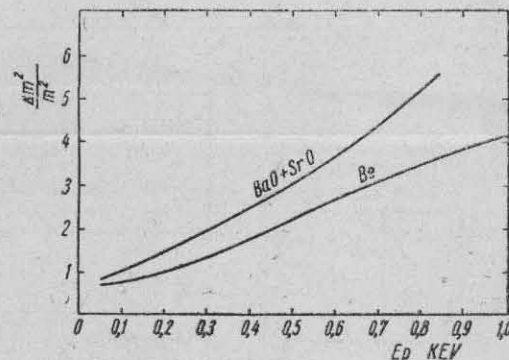


Рис. 2.

При фиксированном режиме работы фотоумножителя

$$F = \text{const}, \quad \nu = 8 \ln 2 \text{ АМК},$$

где:

$$A = \text{const};$$

M — коэффициент усиления фотоумножителя;

K — коэффициент усиления усилителя, $\nu = \text{const}$ при фиксированном режиме фотоумножителя и схемы в целом.

Формула (3) дает линейную зависимость σ^2 от $\frac{1}{V}$, при-

чем прямая в координатах $\sigma^2, \frac{1}{V}$ проходит через начало координат. В случае применения идеального кристалла или генератора стандартных импульсов, как уже было сказано, первый член справа обращается в нуль, и

где

$$\sigma^2 = \frac{K}{V},$$

(4)

$$K = \nu F.$$

Экспериментальная установка и результаты экспериментов

Экспериментальная установка представляет собою обычный сцинтилляционный спектрометр (рис. 3). Датчиком служит либо кристалл NaJ(Tl) в случае работы установки в качестве спектрометра, либо генератор стандартных световых

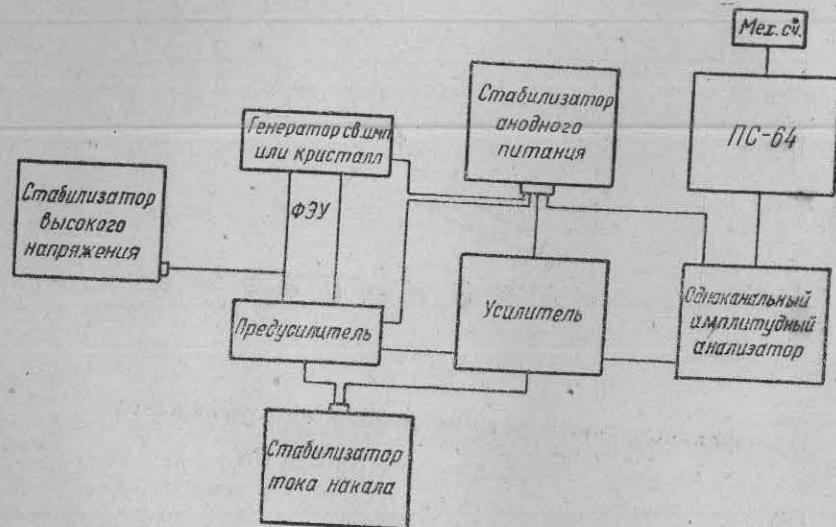


Рис. 3.

вспышек в случае работы в качестве экспериментальной установки для исследования фотоумножителей. Схема генератора световых импульсов и распределение по импульсам, полученное при работе с этим генератором, представлены на рис. 4.

С помощью диафрагм и ступенчатого, оптически нейтрального, фильтра интенсивность световых импульсов, падающих на фотокатод, можно было изменять в широких пределах.

Электронная часть установки состоит из стандартных узлов и в особых пояснениях не нуждается. С помощью описанной установки было исследовано влияние на разрешение отдельных параметров, входящих в формулу (1): 1) величины светового импульса (параметр $\bar{N}$), 2) потенциала фокусирующей диафрагмы относительно фотокатода U_D (параметр q), 3) потенциала первого эмиттера относительно фотокатода $U_{\text{фк-эл}}$ (параметр m_1), 4) величины каскадных напряжений на электронном умножителе U_k (параметр m).

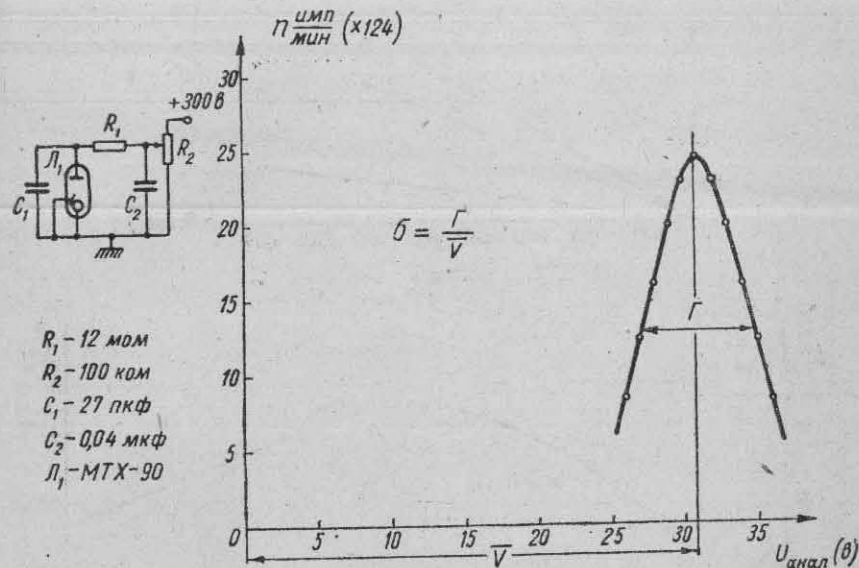


Рис. 4.

Влияние величины светового импульса на разрешение для четырех фотоумножителей представлено на рис. 5. Как видно, зависимость σ^2 от $\frac{1}{V}$ получилась линейная, что хорошо согласуется с теорией (формула 4). Отсюда следует соотношение:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \sqrt{\frac{V_2}{V_1}},$$

что свидетельствует о необходимости подбора люминофора с достаточно большим световым выходом. Типичные кривые,

характеризующие влияние на разрешение потенциала фокусирующей диафрагмы относительно катода, даны на рис. 6, где дана зависимость разрешения σ и амплитуды выходного импульса $\bar{V}$ от U_D .

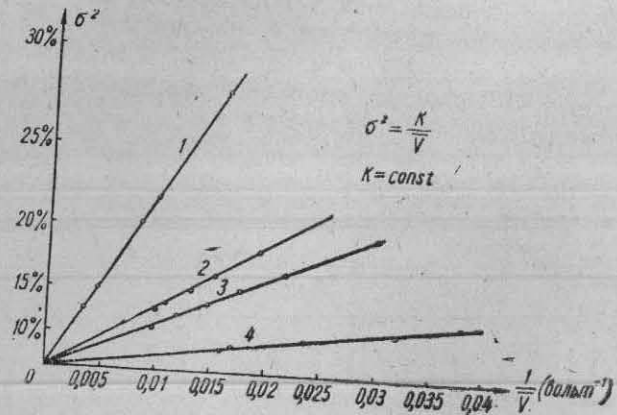


Рис. 5.

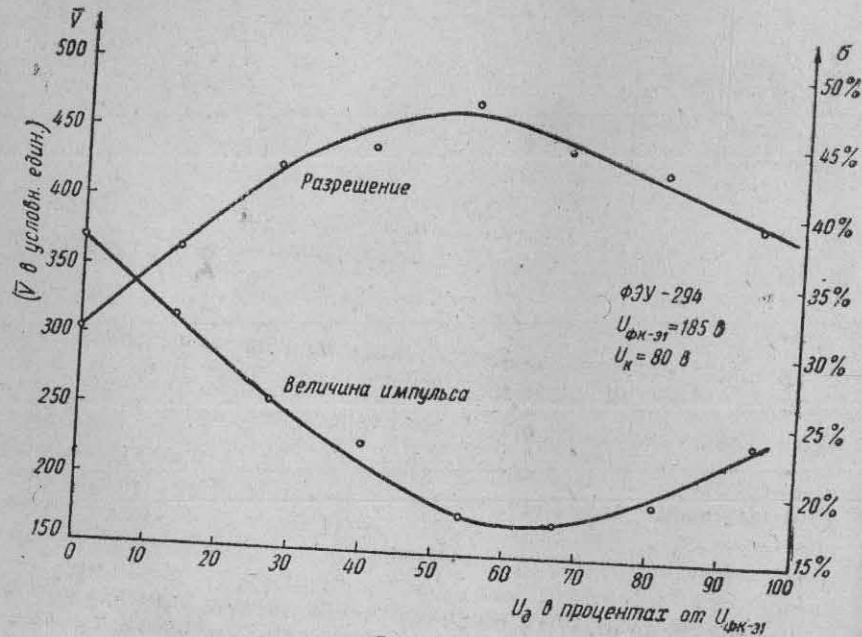


Рис. 6.

Из рис. 6 видно, что подбор потенциала фокусирующей диафрагмы весьма важен. Установка оптимального потенциала улучшает разрешение в среднем на 30%. Величина оптимального потенциала различна для разных фотоумножителей, так как она зависит от геометрической компоновки электронно-оптической системы собирания фотоэлектронов, которая не одинакова из-за несовершенства технологии механической сборки. Поэтому для каждого данного фотоумножителя необходимо экспериментально определить величину оптимального потенциала фокусирующей диафрагмы. Анализ результатов эксперимента показывает, что максимальная величина амплитуды выходного импульса соответствует наилучшему разрешению. Это обстоятельство позволило нам предложить методику быстрого определения оптимальных условий фокусировки по максимальной величине выходного импульса.

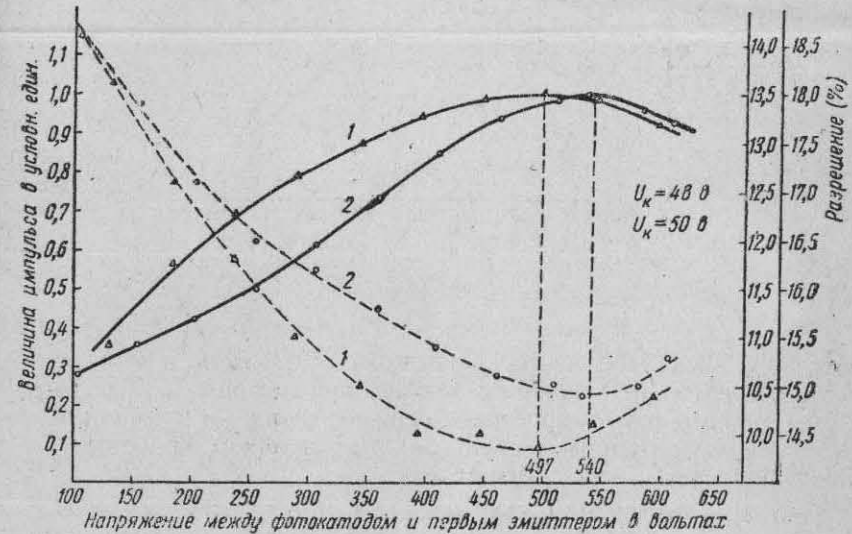


Рис. 7.

Влияние на разрешение потенциала первого эмиттера относительно фотокатода $U_{фк-31}$ представлено на рис. 7. Кривые показывают наличие максимума для величины выходного импульса $\bar{V}$ и минимума для разрешения σ в районе 500 в, что, как и следовало ожидать, соответствует максимуму коэффициента вторичной эмиссии для сурьмяно-цезиевого эмит-

тера. Выбор оптимального потенциала первого эмиттера улучшает разрешение умножителя в среднем на 25%. Таким образом, за счет выбора оптимальных потенциалов фокусирующей диафрагмы и первого эмиттера разрешение фотоумножителя можно улучшить примерно в 2 раза.

Влияние на разрешение величины каскадных напряжений представлено на рис. 8 для двух фотоумножителей. Как и следовало ожидать, изменение каскадного напряжения не дает существенных изменений разрешающей способности. Следо-

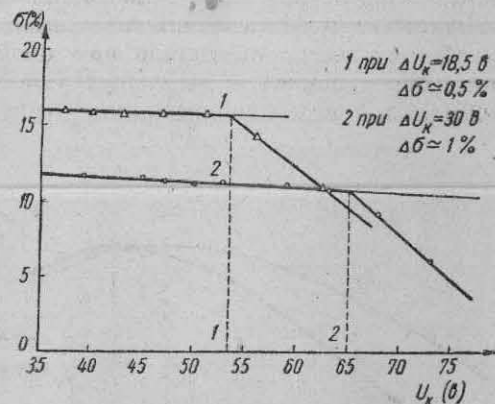


Рис. 8.

вательно, каскадное напряжение можно изменять в соответствии с требуемым усилением. Однако при больших U_k образуется значительный пространственный заряд в импульсе. Ограничение величины импульсов этим зарядом приводит к нелинейности усиления умножителя.

Согласно формуле Лукьянова [Л. 5] между $\ln \bar{V}$ и $\ln U_k$ при нормальной работе умножителя в области не слишком больших энергий первичных электронов должна существовать линейная зависимость. Экспериментально снятые кривые (рис. 9) для трех различных интенсивностей световых импульсов показывают хорошее согласие с теорией. Отклонение от линейной зависимости при больших каскадных напряжениях указывает на достижение области, где сказывается влияние пространственного заряда. Отсутствие зависимости отношения амплитуд выходных импульсов от световых импульсов

различной интенсивности (рис. 10) указывает на линейное усиление умножителя. Видно, что для определения области изменения U_k , в которой умножитель усиливает линейно, достаточно снять одну кривую в логарифмических координатах для заданной величины светового импульса.

Проведенные исследования позволяют довольно легко поставить фотоумножитель в оптимальный режим, то есть получить наилучшее разрешение, возможное с данным фотоумножителем, и максимальный коэффициент усиления при сохранении линейности усиления умножителя.

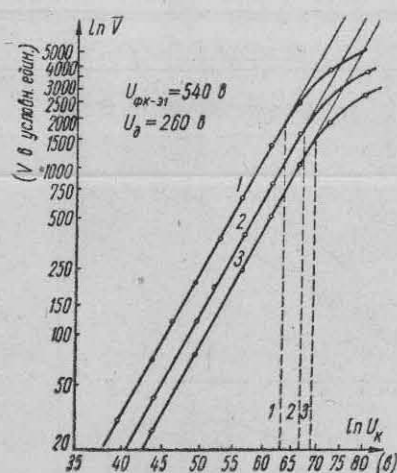


Рис. 9.

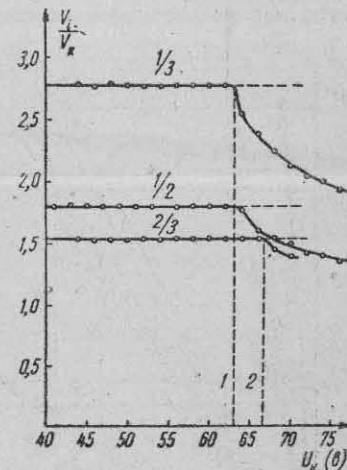


Рис. 10.

Вследствие того, что фотоумножители очень сильно отличаются по своим параметрам друг от друга, необходимо производить отбор фотоумножителей для целей спектрометрии.

Основываясь на выше приведенных исследованиях разрешающей способности фотоумножителей, можно предложить следующий метод быстрого отбора фотоумножителей для сцинтилляционного спектрометра. При постоянной интенсивности светового импульса генератора (или же при одних и тех же кристалле и источнике) снимается по одному распределение импульсов по амплитудам для каждого умножителя. При этом напряжение между фотокатодом и первым эмиттером задается порядка 500—540 В (пользуемся минимальной зависимостью разрешения от $U_{фк-эл}$ в районе минимума

разрешения), оптимальный потенциал фокусирующей диафрагмы (U_D) находится экспериментально для каждого умножителя (по максимальной величине выходного импульса), величина каскадного напряжения (U_K) выбирается такой, чтобы самый чувствительный умножитель из партии работал в линейной области (пользуемся пренебрежимо малой зависимостью разрешения от величины каскадного напряжения). Задача облегчается тем, что нет необходимости снимать спектр для всех фотоумножителей, так как экземпляры, дающие малый выходной сигнал, а следовательно, обладающие заведомо неудовлетворительным разрешением, сразу исключаются как негодные.

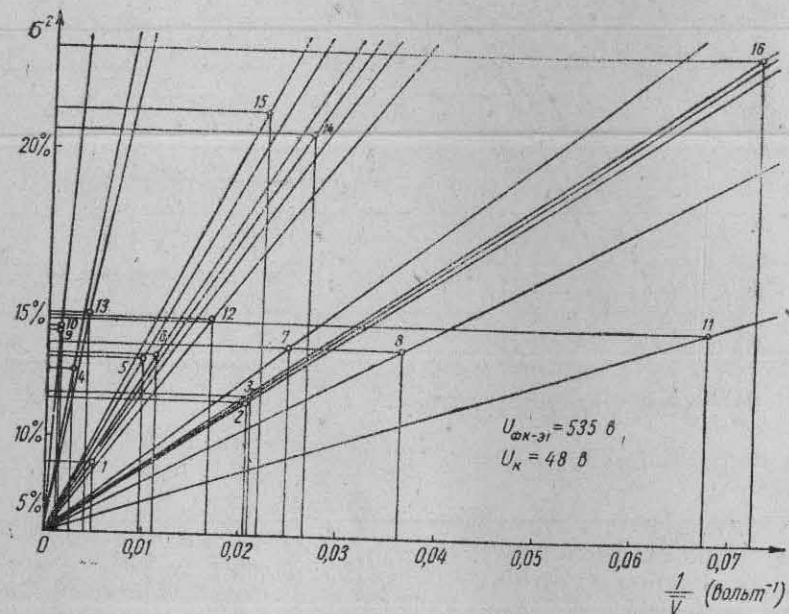


Рис. 11.

Указанным методом было испытано более 50 фотоумножителей типа ФЭУ-19. Результаты испытаний представлены на рис. 11, в координатах $\sigma^2, \frac{1}{V}$. Представление результатов в этих координатах очень удобно, так как дает наглядную характеристику относительных разрешающих способностей и коэффициентов усиления фотоумножителей.

Исследование разрешающей способности сцинтилляционного γ -спектрометра в целом производилось следующим образом. При фиксированном режиме работы фотоумножителя

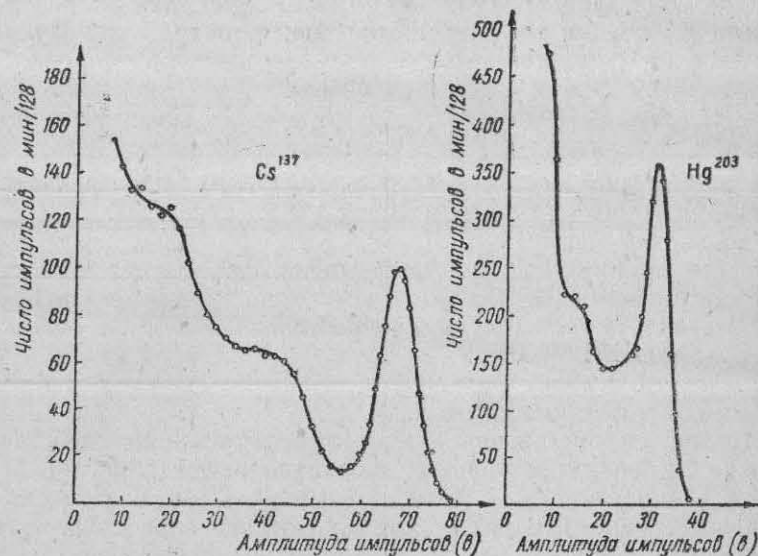


Рис. 12.

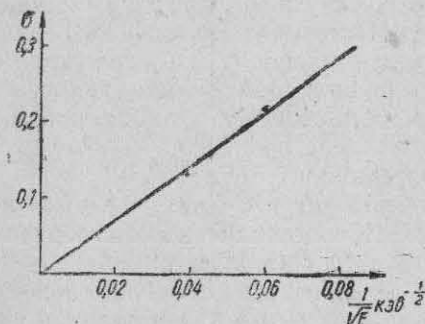


Рис. 13.

снимались спектры γ -излучения Hg^{203} и Cs^{137} (рис. 12). Разрешение фотопиков и величины импульсов, соответствующие максимуму фотопиков, представлены в координатах $\sigma, \frac{1}{\sqrt{E}}$ (рис. 13). Как видно, прямые, проведенные через эти

точки, проходят через начало координат, что находится в хорошем согласии с теорией (формула 2). Такая прямая является полной характеристикой сцинтилляционного γ -спектрометра, так как она дает градуировку шкалы дискриминатора по энергии и зависимость разрешения спектрометра как функцию энергии γ -квантов.

Заключение

В работе дан анализ факторов, влияющих на разрешение люминесцентного γ -спектрометра.

Анализ показывает:

1) необходимость отбора фотоумножителя для целей спектрометрии с наиболее удачной геометрией электронно-оптической системы трубки, обеспечивающей полный сбор фотоэлектронов на первый эмиттер,

2) необходимость подбора оптимального режима работы для каждого фотоумножителя.

Предложена установка для отбора фотоумножителей, доступная любой лаборатории. Однозначно решен вопрос о делителе напряжений для фотоумножителя. Показано, что оптимальный режим работы фотоумножителя определяется, в основном, правильным подбором потенциала фокусирующей диафрагмы и первого эмиттера относительно катода. При этом потенциал фокусирующей диафрагмы должен подбираться экспериментально. Потенциал же первого эмиттера относительно катода следует подавать в соответствии с максимумом коэффициента вторичной эмиссии для данного эмиттера (например, для сурьмяно-цезиевого катода порядка 500 в). На остальных диодах целесообразно сохранить равномерное распределение потенциала.

В заключение следует отметить, что существующие фотоумножители ФЭУ-19 не вполне удовлетворяют специальным задачам, связанным со спектрометрическими исследованиями. Они, безусловно, нуждаются в дополнительной разработке.

При разработке новых типов фотоумножителей, пригодных для спектрометрических целей, следует обратить особое внимание на конструкцию входной части фотоумножителя (фото-катод, фокусирующее устройство, первый эмиттер), добиваясь полного сбора фотоэлектронов с фотокатода на первый эмиттер.

Было бы крайне желательно отбирать фотоумножители на месте производства последних с помощью методики, анало-

гичной той, которая применялась нами, а также указывать в паспорте оптимальный режим их работы.

Так как основные принципы отбора фотоумножителей и постановки их в оптимальный режим (выбор потенциала первого эмиттера в соответствии с максимумом коэффициента вторичной эмиссии, экспериментальный подбор потенциала фокусирующего электрода и пр.) сохраняются для фотоумножителя любого типа, то предлагаемая нами методика может быть с успехом применена и к фотоумножителям нового типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Roberts P. W., Proc. Phys. Soc., **66A**, № 398 A, 192, 1953.
2. Schardt A. W., Bernstein W., Phys. Rev., **85**, 4, 712, 1952.
3. Post R. F., Nucleonics, **10**, 5, 46, 1952.
4. Allen I. S., Proceed. Inst. Electr. Eng., **38**, 4, 346, 1950.
5. Лукьянов С. Ю., Фотозлемент, изд. АН СССР, 1948.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОННОГО РАВНОВЕСИЯ

В. И. ИВАНОВ.

В данной работе рассмотрены условия существования электронного равновесия при измерении рентгеновского и гамма-излучений стеночными ионизационными камерами с учетом поглощения первичного излучения в стенках камеры.

Путем теоретического анализа получены результаты, совпадающие с теорией «наперстковых» ионизационных камер. Обсуждается возможность экспериментальной проверки упрощенного теоретического анализа.

Введение

При измерении рентгеновского и гамма-излучений в дозиметрии количество излучения принято определять по величине энергии, поглощенной определенным количеством воздуха. В процессе поглощения энергия первичного излучения преобразуется в энергию вторичных электронов, которые в свою очередь расходуют энергию на возбуждение атомов и молекул среды, на тормозное излучение, на теплоту и на ионизацию. Средняя энергия, которая затрачивается на образование одной пары ионов в воздухе, в широком спектральном диапазоне считается постоянной и равной 33 электронвольта. Таким образом, мерой поглощенной энергии излучения служит ионизация среды, и по измеренной ионизации можно определить количество первичного излучения.

Однако для того чтобы измеренная ионизация соответствовала энергии первичного излучения, поглощенной в заданном количестве воздуха, необходимо выполнить определенные измерительные условия.

Опишем сферу (см. рис. 1) радиусом R , равным длине пробега в воздухе самых быстрых вторичных электронов; из того же центра опишем другую сферу с радиусом r , причем $r \ll R$. Объем большой сферы обозначим V_R , малой — V_r .

Обозначим полную ионизацию во всем объеме V_R , произведенную вторичными электронами за счет энергии первичного излучения, поглощенной в объеме V_r , через z_R . Так как вторичные электроны из объема V_r будут разлетаться во все стороны, производя ионизацию во всем объеме V_R , очевидно, что только полная ионизация, произведенная в объеме V_R вторичными электронами, будет соответствовать энергии первичного излучения, поглощенной в объеме V_r .

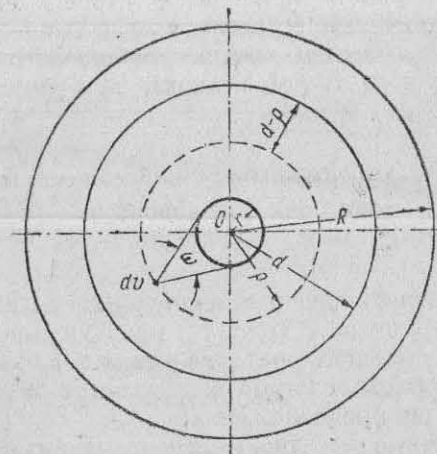


Рис. 1.

Если бы ионизационный объем был ограничен сферой меньшего радиуса, чем R , то измеренная ионизация уже не соответствовала бы энергии первичного излучения, поглощенного в V_r , то есть при определении энергии первичного излучения, поглощенной в заданном объеме воздуха V_r , необходимо измерить ионизацию, созданную вторичными электронами, выбитыми из этого объема, при условии полного использования их энергии.

Известно, что это условие выполняется при абсолютных измерениях с помощью нормальных ионизационных камер.

Рассмотрим теперь ионизацию в малом объеме V_r . Обозначим эту ионизацию через z_r .

Ионизация z_r будет создаваться как за счет электронов, образованных в V_r , так и за счет электронов, образованных в большом объеме V_R и пересекающих малый объем. Оче-

видно, ионизация, измеренная в малом объеме V_r , только в том случае будет соответствовать энергии первичного излучения, поглощенной в этом же объеме, если созданы условия, при которых $z_r = z_R$. Эти условия будем называть условиями существования электронного равновесия. Принято считать что электронное равновесие обеспечено при измерении наперстковыми ионизационными камерами с толщиной стенок, равной пробегу самых быстрых вторичных электронов в материале стенки.

В настоящей работе приводится упрощенный теоретический анализ условий существования электронного равновесия при измерении ионизации внутри небольшого воздушного объема, окруженного слоем воздуха, при бесконечном дозном поле.

Теоретический анализ условий существования электронного равновесия

I

Рассмотрим ионизацию в единицу времени в сферическом объеме воздуха радиуса r (рис. 1), находящемся внутри сферы бесконечно большого радиуса, также заполненной воздухом. Пусть вся эта система находится в поле излучения. Делаем следующие предположения:

- 1) все вторичные электроны имеют одинаковый пробег в воздухе, равный R ,
- 2) радиус $r \ll R$,
- 3) пренебрегаем поглощением первичного излучения в слое воздуха толщиной R ,
- 4) считаем, что величина ионизации на единицу пути электрона есть величина постоянная для всех участков пробега.

Для удобства в дальнейшем под ионизацией будем понимать ионизацию, созданную в единицу времени.

Согласно первому и второму предположениям, ионизацией, созданной в объеме V_r за счет электронов, образованных в этом объеме, можно пренебречь по сравнению с ионизацией, созданной в объеме V_r за счет внешних электронов. Тогда

$$z_r = k N l_{cp}, \quad (1)$$

здесь: N — число электронов, образованных в сфере радиуса R и пересекающих объем V_r ;

l_{cp} — средний путь электронов в объеме;
 k — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц.

В свою очередь

$$N = \int_V \frac{\omega}{4\pi} n dV. \quad (2)$$

Здесь: dV — элемент объема;

n — число электронов, образованных в единицу времени в единице объема воздуха за счет действия первичного излучения. В силу третьего предположения n будет одним и тем же для всех точек внутри объема V_R ;

ω — телесный угол, под которым виден объем V_r из элемента объема dV .

Расчет при указанных предположениях был выполнен К. К. Аглинцевым [Л. 1].

Из геометрических соображений легко найти, что

$$\omega = 2\pi \left(1 - \frac{\sqrt{\rho^2 - r^2}}{\rho} \right), \quad (3)$$

здесь ρ — текущая координата.

Произведя простое интегрирование с учетом, что $r \ll R$, получим:

$$N = \pi n R r^2. \quad (4)$$

Средний путь частиц в объеме V_r можно принять равным средней хорде сферы радиуса r , то есть

$$l_{cp} = \frac{4}{3} r. \quad (5)$$

Подставив (4) и (5) в (1), окончательно получим:

$$z_r = k \frac{4}{3} \pi n R r^3. \quad (6)$$

Очевидно, ионизация, созданная электронами, которые образовались непосредственно в объеме V_r , и измеренная в большом объеме V_R , будет:

$$z_R = k n V_R R = k \frac{4}{3} \pi r^3 n R. \quad (7)$$

Сравнивая (6) и (7), видим, что в нашем случае $z_r = z_R$, то есть электронное равновесие обеспечено.

Произведем теперь подобный расчет с учетом того, что электроны обладают спектром энергий и, следовательно, различными пробегами. Очевидно, учет распределения электронов по пробегам не должен изменить картины, если считать, что в каждой точке объема V_R образуется одинаковое число электронов с данным пробегом. Действительно, для вычисления ионизации в этом случае достаточно вычислить вклад в ионизацию для электронов с различными пробегами и полученные результаты сложить; так как для произвольно заданного пробега, как уже доказано, выполняется равенство $z_r = z_R$, то нет оснований считать, что это равенство не будет выполняться, если будут присутствовать электроны с другими пробегами. Аналитически это можно проверить следующим образом. Допустим для простоты, что равномерно появление электрона с любым пробегом в пределах от нуля до R . Тогда $n \frac{r}{R}$ будет представлять собой число электронов в единице объема, имеющих пробеги в пределах от нуля до r . Ни один из этих электронов, образованных на расстоянии r от центра, очевидно, не пересечет V_r . Число электронов, попавших в объем V_r из объема dV на расстоянии r от центра, будет:

$$dN = \frac{\omega}{4\pi} n \left(1 - \frac{r}{R}\right) dV.$$

Подставляя значение ω из (3) и интегрируя по всем углам, для полного числа электронов, попавших в V_r , получим:

$$N = 2\pi n \int_r^R \left(1 - \frac{r}{R}\right) \left(1 - \frac{\sqrt{R^2 - r^2}}{r}\right) r^2 dr. \quad (8)$$

Взяв интеграл (8), можно получить с хорошим приближением:

$$N = \frac{1}{2} \pi n R r^2, \quad (9)$$

тогда

$$z_r = \frac{4}{3} r \frac{1}{2} \pi n R r^2 = \frac{2}{3} \pi n R r^3. \quad (10)$$

Для определения z_R следует брать пробег электронов не R , как раньше, а средний пробег, который в этом случае равен $\frac{R}{2}$, тогда:

$$z_R = n \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{R}{2} = \frac{2}{3} \pi n R r^3. \quad (11)$$

Сопоставляя (10) и (11), видим, что и в этом случае обеспечено электронное равновесие.

Разобранные два случая соответствуют измерению излучения с помощью «наперстковых» ионизационных камер, в которых роль окружающего воздуха играют стенки камеры. Из нашего анализа видно, что для правильных измерений толщина стенок должна быть равной пробегу наиболее быстрых вторичных электронов. Если за образцовую среду берется воздух, то материал стенок должен быть «воздухоэквивалентен» по поглощению первичного излучения; последнее вытекает из того, что в нашем рассмотрении объемы V_r и V_R наполнены одним и тем же материалом (воздух). Известно, что в основе теории «наперстковых» ионизационных камер лежит предположение, что интенсивность первичного излучения не меняется по толщине стенок камеры, и при толщине стенок, равной пробегу наиболее быстрых вторичных электронов, обеспечено электронное равновесие [Л. 1]. Таким образом, упрощенный математический анализ приводит к результатам, которые подтверждаются теорией «наперстковых» ионизационных камер и экспериментом. Это дает право считать возможным применение данного теоретического анализа для более детального изучения вопроса об электронном равновесии. В частности, рассмотрим вопрос о возможности обеспечения электронного равновесия в том случае, когда нельзя пренебречь поглощением первичного излучения в материале стенки камеры.

III

Делаем следующие предположения:

- 1) все вторичные электроны имеют одинаковый пробег в воздухе, равный R ,
- 2) $2r \ll R$,
- 3) считаем, что первичное излучение монохроматично,
- 4) считаем, что величина ионизации на единицу пути электрона — величина постоянная для всех участков пробега.

Рассмотрим сферический слой воздуха толщиной $d < R$ (см. рис. 1); найдем условия, при которых соблюдается электронное равновесие.

Пусть n_d — число электронов, образующихся в единице объема на расстоянии d от центра, n_p — число электронов, образующихся в единице объема на расстоянии p от центра.

Тогда:

$$n_p = n_d e^{-\mu(d-p)}. \quad (12)$$

Здесь μ — линейный коэффициент ослабления первичного излучения. Число электронов, попавших из элемента объема dV на расстоянии p от центра в объем, в принятых обозначениях будет:

$$dN = n_p \frac{\omega}{4\pi} dV. \quad (13)$$

Подставив значения ω и n_p из (3) и (12), для полного числа электронов, попавших в объем V_r из слоя толщиной d , можно записать:

$$N = \int_{2r}^d \frac{n_d}{2} e^{-\mu(d-p)} \left(1 - \frac{\sqrt{p^2 - r^2}}{p} \right) p^2 dp \int_0^{4\pi} d\Omega. \quad (14)$$

После интегрирования по всем углам, получим:

$$\begin{aligned} N &= 2\pi n_d e^{-\mu d} \int_{2r}^d e^{\mu p} \left(1 - \frac{\sqrt{p^2 - r^2}}{p} \right) p^2 dp = \\ &= 2\pi n_d e^{-\mu d} \left[\int_{2r}^d e^{\mu p} p^2 dp - \int_{2r}^d e^{\mu p} p \sqrt{p^2 - r^2} dp \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Преобразуем корень, стоящий под знаком второго интеграла:

$$\sqrt{p^2 - r^2} = p \sqrt{1 - \frac{r^2}{p^2}} \approx p \left(1 - \frac{r^2}{2p^2} \right). \quad (16)$$

Так как нижний предел интегрирования равен $2r$, то максимальное значение функции $\frac{r^2}{p^2}$ равно $1/4$; в этом случае относительная ошибка от приближения (16) будет немногим больше 1%. Вследствие того, что функция $\frac{r^2}{p^2}$ при увеличении p монотонно уменьшается, при за-

мене корня во втором интеграле выражения (15) приближенным значением из (16) относительная ошибка результата интегрирования не должна превосходить 1%.

После замены корня во втором интеграле его приближенным значением в результате простых преобразований получим:

$$N = \pi n_d r^2 e^{-\mu d} \int_{2r}^d e^{\mu p} dp. \quad (17)$$

Интегрирование дает

$$N = \pi n_d \frac{r^2}{\mu} [1 - e^{-\mu(d-2r)}].$$

Ионизация в объеме V_r за счет электронов, пришедших из воздушного слоя толщиной d , очевидно, будет:

$$z_r = k \frac{4}{3} \pi n_d \frac{r^3}{\mu} [1 - e^{-\mu(d-2r)}]. \quad (18)$$

Теперь необходимо найти z_R . Роль воздушного слоя толщиной d при практических измерениях наперстковыми камерами играют стенки камеры, то есть в нашем случае это соответствует тому, что слой воздуха толщиной d вносится в процессе измерения (ионизация z_R соответствует истинной дозе первичного излучения) в свободном воздухе в том месте, куда помещается камера, и не связана с процессом измерения. Поэтому при определении z_R необходимо принять, что слой воздуха толщиной d отсутствует. На основании этих рассуждений получаем:

$$z_R = k \frac{4}{3} \pi r^3 n_d R. \quad (19)$$

Очевидно, электронное равновесие будет обеспечено, если $z_R = z_r$. Приравняв правые части уравнений (18) и (19), после простых преобразований находим толщину слоя воздуха d , при котором обеспечено электронное равновесие:

$$d = 2r - \frac{\ln(1 - \mu R)}{\mu}. \quad (20)$$

В этой формуле R — пробег вторичных электронов с заданной энергией, а μ — коэффициент ослабления первичного излучения. Можно считать, что всегда $\mu R \ll 1$, и так как $2r \ll R$, то (20) можно записать:

$$d \approx R. \quad (21)$$

Формула (21) говорит о том, что с хорошим приближением электронное равновесие с учетом ослабления первичного излучения будет обеспечено, если в среде, окружающей измерительный объем V , образуются электроны только с пробегом R , и если толщина слоя окружающей среды равна этому пробегу. Однако если имеется спектр вторичных электронов, то заданная толщина не обеспечивает электронного равновесия. Действительно, пусть имеется спектр электронов с максимальным пробегом R . Для обеспечения электронного равновесия для этих электронов необходимо взять толщину внешнего слоя $d = R$. Тогда ионизация z_r^R в объеме V только за счет электронов с пробегом R будет выражаться соотношением (18), если в нем вместо d подставить R . Для электронов с пробегом $R_1 < R$ ионизация $z_r^{R_1}$ в объеме V выражалась бы соотношением (18) при $d = R_1$ только в том случае, если толщина воздушного слоя была бы R_1 ; так как толщина воздушного слоя равна $R > R_1$, то действительная ионизация в объеме V только за счет электронов с пробегом R_1 будет равна $z_r^{R_1} e^{-\mu(R-R_1)}$, то есть меньше, чем необходимо для обеспечения электронного равновесия. Аналогичные рассуждения можно провести и для любых других электронов с пробегами меньшими, чем максимальный. Из этого следует, что некомпенсированное уменьшение ионизации за счет поглощения первичного излучения нарушает условия электронного равновесия. Очевидно, можно произвести расчет необходимой поправки, задавшись спектром вторичных электронов. Вряд ли эта поправка будет существенно большой.

Из всего сказанного следует, что если окружающая среда по поглощению эквивалентна газу, заполняющему объем V , то всегда будет иметь место некомпенсированное уменьшение ионизации.

Скомпенсировать это уменьшение возможно удастся, изменив в качестве окружающих стенок другой материал, но такая компенсация будет иметь место лишь для определенной энергии первичных квантов.

Заключение

На основании проведенного теоретического анализа можно сделать следующие выводы.

1) Если измерения производятся по ионизации в воздушной полости ионизационной камеры со стенками из воздушно-эквивалентного материала в предположении, что интенсивность первичного излучения не меняется по толщине стенок камеры, то электронное равновесие обеспечено, когда линейные размеры полости много меньше, чем пробег самых быстрых вторичных электронов в воздухе.

Известно, что такие условия лежат в основе теории «наперстковых» ионизационных камер [Л.1], справедливость которой подтверждается практикой дозиметрических измерений.

2) Если учитывать поглощение первичного излучения в стенках камеры, то, строго говоря, электронное равновесие обеспечено быть не может. Для оценки вносимой ошибки необходимо определить ионизацию в объеме V , в предположении, что электронное равновесие обеспечено, а также определить истинную ионизацию при заданной толщине стенки. Для этого необходимо использовать формулы (18), (19) и (20). В данной работе оценка этой ошибки не производилась.

3) Приведенный теоретический анализ может быть проверен экспериментально. Так, задавая различные толщины стенки камеры, можно с помощью уравнения (18) теоретически определить характер изменения ионизации в объеме V , с изменением толщины стенки камеры, и полученные результаты сравнить с экспериментальными данными. В настоящее время ведется подготовка к проведению таких экспериментов.

4) Так как рассмотренный теоретический анализ обладает исключительной простотой и приводит к разумным результатам в области средних значений энергии первичного излучения, то имеет смысл применить подобное рассмотрение в случае измерения сверхжесткого γ -излучения. Эти вопросы рассмотрены в работе Фролова В. В. *

ЛИТЕРАТУРА

Аглицев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, М. — Л., 1950.

* См. стр. 42 настоящего сборника.

ЭЛЕКТРОННОЕ РАВНОВЕСИЕ ПРИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. В. ФРОЛОВ.

Введение

Основной энергетической величиной рентгено- и гамма-метрии является доза излучения.

Дозой излучения называют количество поглощенной энергии первичного рентгеновского или γ -излучения, отнесенное к единице объема поглощающей среды или к единице массы этой среды, понимая под поглощенной энергией энергию первичного рентгеновского или γ -излучения, которая в конечном счете расходуется на возбуждение и ионизацию атомов поглощающей среды.

Для оценки количества рентгеновского или γ -излучения установлена единица, названная «рентгеном» и основанная на ионизационном действии излучения в воздухе. Выбор из всех действий излучения ионизационного эффекта в воздухе обусловлен тем, что работа образования пары ионов в воздухе практически не зависит от длины волны рентгеновского или γ -излучения в широком диапазоне энергий 0,1—5 Мэв. Однако с увеличением энергии падающего излучения (от 5 Мэв и выше) величина работы образования пары ионов в воздухе (так называемая средняя работа ионизации) существенно возрастает [Л. 6].

Поэтому в расчетах, для случая воздействия на среду γ -излучения смешанного спектрального состава (например, излучения, содержащего γ -кванты всех энергий от 5 до 250 Мэв), необходимо, во избежание ошибок, учитывать зависимость величины средней работы ионизации от энергии падающего излучения.

По определению, «рентген» — это такое количество рентгеновского или γ -излучения, при котором связанная с этим излучением корпускулярная эмиссия, приходящаяся на

0,001293 г воздуха, создает в воздухе в результате завершения всех ионизационных процессов ионы с общим зарядом одного знака, равным одной абсолютной электростатической единице количества электричества.

Для измерения количества рентгеновского или γ -излучения в «рентгенах» применяются нормальные ионизационные камеры, которые используют ионизационный эффект излучения в воздухе.

Однако нормальные ионизационные камеры практически могут быть построены только для измерения γ -излучений сравнительно небольших энергий 5—2500 кэв [Л. 6], так как выполнение одного из условий в определении единицы излучения, а именно, обеспечение использования всей энергии всех вторичных и последующих электронов на ионизацию воздуха приводит к тому, что размеры камеры должны быть больше длины свободного пробега наиболее быстрых вторичных электронов.

Нетрудно показать, что постройка нормальной ионизационной камеры для γ -излучений высоких энергий 5—250 Мэв представляет собой практически невыполнимую задачу.

Проблема создания ионизационных камер разумных размеров, с помощью которых можно было бы проводить абсолютные измерения количеств рентгеновского или γ -излучения «жесткостью» от 0,5 Мэв и выше, привела к постройке стеночных ионизационных камер, принцип действия которых основан на стеночном эффекте и связан с наличием электронного равновесия.

Об электронном равновесии

Существует следующее понятие электронного равновесия. Предположим, имеется созданное в воздухе дозное поле излучения.

Будем считать, что электронное равновесие обеспечено в той области дозного поля, где ионизация в каждом элементарном объеме воздуха за счет электронов, пересекающих этот объем, равна ионизации, создаваемой электронами, образованными падающим излучением в данном элементарном объеме, после завершения ими всех ионизационных процессов в воздухе.

Под ионизацией здесь и далее будем понимать число пар ионов, образующихся в результате ионизирующего действия тех или иных излучений. Следовательно, стеночные ионизационные камеры должны иметь такие размеры и такую тол-

щину стенок, чтобы уменьшение ионизации, обусловленное неполным использованием энергии вторичных электронов в измерительном объеме, компенсировать ионизацией, создаваемой вторичными электронами, выходящими из стенок камеры.

Только в этом случае ионизация, создаваемая в ионизационном объеме камеры, будет соответствовать величине дозы излучения в рентгенах.

Доказательство возможности использования «наперстковых» камер для измерений дозы излучения в рентгенах было сделано для γ -излучения относительно небольших энергий 0,4—5 Мэв [Л. 1] при следующих допущениях.

1. На всем протяжении материала стенки интенсивность γ -излучения остается постоянной.

2. Размеры полости ионизационной камеры малы по сравнению с пробегами в воздухе вторичных электронов, созданных в материале стенки γ -лучами.

3. Атомный номер стенки приблизительно равен атомному номеру газа, наполняющему полость. При этих допущениях электронное равновесие будет обеспечено, если толщина стенки ионизационной камеры равна пробегу наиболее быстрых вторичных электронов, созданных падающим излучением в материале стенки.

По измеренному такой камерой ионизационному току насыщения можно легко определить мощность дозы падающего излучения, а именно:

$$P_b = 3,0 \cdot 10^9 \frac{\gamma_b^m}{\gamma_z^m} \cdot \frac{i_n}{V}, \quad (1)$$

для материала стенки с атомным номером близким к атомному номеру воздуха, и

$$P_b = 3,0 \cdot 10^9 \frac{i_n}{V} \quad (2)$$

для стенок камеры из «воздухоэквивалентного» вещества. Для таких камер $\gamma_b^m = \gamma_z^m$.

Здесь: P_b — мощность дозы излучения, р/сек;

γ_z^m и γ_b^m — соответствующие массовые коэффициенты электронного преобразования для материала стенки и воздуха, $\frac{\text{см}^2}{\text{г}}$;

i_n — ток насыщения, а;

V — объем воздушной полости, см^3 .

Распространение понятия электронного равновесия в область высоких энергий γ -излучений 5—250 Мэв представляет значительные трудности, связанные с тем, что одно из допущений, которое было сделано при доказательстве существования электронного равновесия для относительно небольших энергий оказывается несостоятельным для области достаточно высоких энергий. В самом деле, интенсивность γ -излучения уже не может считаться постоянной на всем протяжении стенки камеры, так как эти стенки для обеспечения электронного равновесия при высоких энергиях падающего излучения должны браться значительной толщины.

Кроме того, возникает ряд дополнительных трудностей, связанных с тем, что при прохождении γ -квантами энергия, которых больше критической [Л. 3], значительных толщин вещества, становится необходимым учет процессов, обусловленных как аннигиляцией позитронов, так и тормозным излучением электронно-позитронных пар. В результате возрастает вероятность возникновения в толще стенки электронно-фотонных лавин, действие которых на величину ионизации также должно быть учтено.

Электронное равновесие для γ -излучений высоких энергий 50—250 Мэв

Обсудим возможность существования электронного равновесия для γ -излучений высоких энергий с учетом ослабления интенсивности излучения в стенке камеры.

Сложность решения поставленной задачи в общем виде заставляет рассмотреть вопрос о существовании электронного равновесия для следующего частного случая.

Предположим, что имеется сферическое тело радиуса d , внутри которого расположена воздушная полость радиуса r (рис. 1).

Положим, что монохроматическое γ -излучение высокой энергии падает на сферическое тело со всех сторон равномерно и направлено к центру этого тела.

Требуется определить толщину стенки сферического тела, при которой электронное равновесие будет обеспечено.

Следует здесь заметить, что разбираемый случай тождествен случаю плоской толстостенной ионизационной камеры при облучении ее параллельным пучком γ -квантов (рис. 2).

Однако рассмотрение сферической ионизационной камеры дает возможность приблизиться в последующих расчетах к

практическому случаю распространения γ -излучений в произвольных направлениях.

Для решения поставленной выше задачи необходимо подсчитать ионизацию, создаваемую электронами, образованными в стенке сферического тела при прохождении ими воздушной полости и приравнять ее к ионизации, которая была бы создана электронами, образованными данным γ -излучением в полости, при завершении всех ионизационных процессов в воздухе.

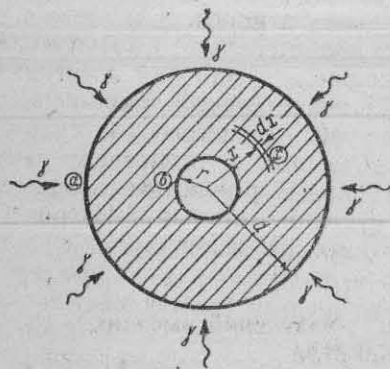


Рис. 1.

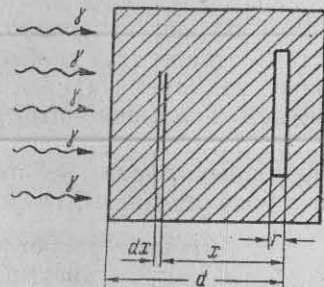


Рис. 2.

Напомним, что при движении в веществе быстрые электроны и позитроны теряют свою энергию вследствие столкновений и излучения [Л. 3].

Кроме того, в процессе движения позитроны могут аннигилировать, создавая фотоны определенной энергии. Энергия, теряемая электроном (позитроном) при столкновениях, расходуется главным образом на возбуждение и ионизацию атомов, то есть постепенно энергия движущейся частицы раздробляется.

В противоположность этому, энергия, потерянная на излучение, распределяется довольно равномерно между вторичными фотонами, которые будут обладать всевозможными энергиями от нуля до энергии первичной частицы.

Для электронов, энергий меньших критической, потери на столкновения будут преобладать над радиационными потерями, и поэтому можно считать, что взаимодействие этих электронов с веществом приведет, в основном, к диссипации энергии.

Напротив, электроны, энергия которых больше критической, значительную часть своей энергии теряют на излучение. Поэтому при взаимодействии этих электронов с веществом только малая доля их энергии поглощается, а основная часть превращается в фотоны большой энергии.

Вторичные фотоны тормозного излучения или фотоны, родившиеся в процессе аннигиляции позитронов, в свою очередь, либо образуют пары, либо претерпевают комптоновское рассеяние. В результате обоих этих процессов опять могут возникнуть электроны, энергия которых больше критической. Эти новые электроны (позитроны) опять испускают фотоны, которые вновь образуют пары или комптоновские электроны с энергиями, большими критической.

Таким образом, на каждой следующей ступени число частиц, имеющих энергию больше критической, возрастает, однако их средняя энергия убывает.

Описанное выше явление называется электронофотонным ливнем, причем ливневыми частицами считаются те, энергия которых еще больше критической.

Однако в ходе развития ливневого процесса все большее число электронов попадает в такую энергетическую область, где радиационные потери не могут конкурировать с потерями на столкновение, то есть попадают в область энергий меньших критической.

В результате число ливневых частиц быстро уменьшается, и, в конце концов, вся энергия первичного электрона или фотона, который образовал данный ливень, окажется полностью растратченной на возбуждение и ионизацию атомов. Ранее отмечалось, что в области высоких энергий существует зависимость величины средней работы ионизации в воздухе от энергии электронов. Однако в первом приближении можно считать среднюю работу ионизации для рассматриваемого диапазона энергий (50—250 Мэв) величиной постоянной. Тогда, в конечном итоге, ионизация, создаваемая всеми электронами, образованными в объеме воздушной полости, после завершения ими всех ионизационных процессов в воздухе, равна:

$$n = \frac{\Delta E}{\varepsilon_0}, \quad (3)$$

где: n — число пар ионов;

ΔE — энергия всех вторичных электронов, образованных в воздушной полости;

ε_0 — средняя работа ионизации.

Таким образом, приравнявая соответствующие ионизации, можно будет из полученного равенства определить толщину стенки, обеспечивающую электронное равновесие.

Сделаем еще одно допущение. Будем считать, что перед сферическим телом радиуса d электроны не образуются. В дальнейшем мы оценим законность этого допущения.

Прежде чем перейти к непосредственному расчету равновесной толщины, заметим, что в рассматриваемом диапазоне падающих энергий (50—250 Мэв) можно положить, что все вторичные электроны образуются в стенке сферического тела только в результате процесса рождения пар [Л. 4].

Обозначим:

N — мощность падающего на сферическое тело излучения, $\frac{\text{эрг}}{\text{сек}}$;

I — интенсивность падающего излучения, $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ (равномерно распределена по всей поверхности сферического тела и направлена к центру этого тела);

$(d-r)$ — толщина стенки сферического тела, см;

R_b — максимальный пробег электронов данной энергии в воздухе, см;

R_z — максимальный пробег электронов данной энергии в материале стенки, см.

Тогда

$$I_a = \frac{N}{4\pi d^2} \quad (4)$$

— интенсивность излучения в точке a (см. рис. 1),

$$I'_b = \frac{N}{4\pi r^2} \quad (5)$$

— интенсивность излучения в точке b без учета ослабления.

$$I'_x = \frac{N}{4\pi x^2} \quad (6)$$

— интенсивность излучения в точке x без учета ослабления.

И далее:

$$N_x = N e^{-\mu(d-x)} \quad (7)$$

— мощность излучения в точке x с учетом ослабления в материале стенки,

а

$$I_x = \frac{N_x}{4\pi x^2} = \frac{N \cdot e^{-\mu(d-x)}}{4\pi x^2} \quad (8)$$

— интенсивность излучения в точке x также с учетом ослабления.

Пусть:

n_a — число электронов и позитронов, образующихся в единицу времени, в единице объема воздуха на расстоянии d от центра тела, в результате процесса рождения пар;

n_x — число электронов и позитронов, образующихся в единицу времени, в единице объема воздуха на расстоянии x от центра, в результате процесса рождения пар.

Тогда

$${}_z n_x = \frac{\gamma_z}{\gamma_b} n_x \quad (9)$$

${}_z n_x$ — число электронов и позитронов, образующихся в единицу объема вещества стенки в единицу времени на расстоянии x от центра тела в результате процесса рождения пар.

Здесь γ_z и γ_b — соответствующие линейные коэффициенты электронного преобразования для материала стенки и воздуха. Выразим n_x через n_a .

Известно, что число электронов, образующихся в какой-либо точке стенки в единицу объема вещества стенки в единицу времени, пропорционально интенсивности излучения, имеющей место в данной точке.

Тогда

$$n_x = \frac{I_x}{I_a} n_a \quad (10)$$

Подставим в (10) значения I_x и I_a из (8) и (4):

$$n_x = \frac{N e^{-\mu(d-x)} 4\pi d^2}{4\pi x^2 N} n_a \quad (11)$$

Тогда, подставляя (11) в (9), окончательно получим:

$${}_z n_x = \frac{d^2}{x^2} e^{-\mu(d-x)} \frac{\gamma_z}{\gamma_b} n_a \quad (12)$$

Однако не все электроны и позитроны, образованные в точке x стенки сферического тела, пересекут воздушную полость.

Электроны и позитроны, рожденные в точке x , могут не пересечь воздушную полость по следующим причинам.

1. Пробеги электронов и позитронов в данном веществе стенки тела меньше x .

2. Позитрон, имеющий достаточную энергию, чтобы преодолеть расстояние x , в процессе движения к полости может аннигилировать.

3. Электронно-позитронная пара имеет определенный угол разлета по отношению к направлению полета образовавшего их фотона.

С другой стороны, число электронов, пересекающих полость, будет расти за счет корпускулярной эмиссии, связанной с тормозным излучением, возникающим при движении электронов и позитронов в веществе стенки, и γ -квантами аннигилирующих позитронов.

Учет ионизации, производимой этими электронами, представляет значительные теоретические трудности и в данной работе не рассматривается.

Это, разумеется, вносит в подсчет равновесной толщины определенную ошибку, однако принципиально путь расчета равновесной толщины не меняется. Кроме того, ионизацию в воздушной полости V , за счет вторичных «стеночных» фотонов можно не учитывать вообще, если считать, что эта ионизация равна ионизации в воздухе, которую создают вторичные фотоны, образованные при движении в воздухе вторичных электронов. Напомним, что эти вторичные электроны рождаются в объеме V , окруженным воздухом, под действием первичного γ -излучения.

В этом случае ошибка в определении равновесной толщины будет минимальной. Такое допущение вполне разумно, однако требует количественного подтверждения*.

Представляет также интерес оценить уменьшение ионизации в воздушной полости за счет аннигиляции позитронов. В данной работе этого сделано также не было, однако имеются все основания к утверждению, что существенных ошибок из-за пренебрежения аннигиляцией в конечные результаты внесено не будет [Л. 5].

Следует заметить, что если равновесие будет обеспечено стенкой, толщина которой меньше радиационной единицы длины данного вещества, ливневых частиц практически обра-

* Оценка ошибок от сделанных выше допущений будет дана в следующей работе.

зовываться в стенке не будет, и мы вправе не учитывать изменение ионизации в воздушной полости, связанной с возникновением лавинообразных процессов.

Исходя из вышеизложенного, определим число электронов и позитронов, которые, образовавшись в точке x , при своем дальнейшем движении пересекут воздушную полость.

Принимая во внимание, что все вторичные электроны и позитроны появляются только в результате процесса рождения пар, можно ожидать в рассматриваемом диапазоне падающей энергии (50—250 Мэв) равновероятное появление электронов и позитронов любой энергии от 0,1 до 0,9 максимально возможной [Л. 4].

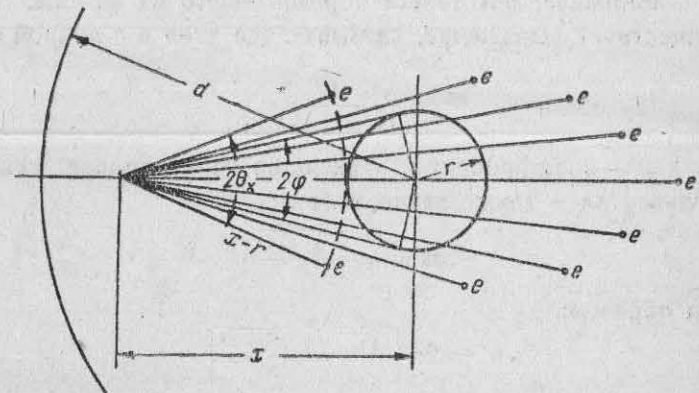


Рис. 3.

Тогда из числа ${}_zn_x$ электронов, образовавшихся в точке x , в воздушную полость попадут только те электроны и позитроны, пробег которых в данном веществе больше x .

Так как пробеги электронов и позитронов в среде прямо пропорциональны их энергиям (в рассматриваемом диапазоне энергий), число электронов и позитронов, пробег которых больше x , будет:

$$L_x = {}_zn_x \left[1 - \frac{(x-r)}{R} \right] = \frac{d^2}{x^2} \cdot e^{\mu(x-d)} \cdot \frac{\gamma_z}{\gamma_b} \cdot n_a \left[1 - \frac{(x-r)}{R} \right], \quad (13)$$

где R — максимальный пробег электронов в веществе стенки в см. Однако из-за существующего углового разлета пары не все электроны и позитроны, имеющие пробеги больше x , попадут в воздушную полость (см. рис. 3). Как видно из рис. 3, в воздушную полость попадут только те электроны и

позитроны, которые летят под углами не большими φ по отношению к направлению полета образовавшего их фотона.

Телесный угол, под которым воздушная полость видна из точек сферического слоя x ; $x + dx$, равен:

$$\omega' = 2\pi (1 - \cos \varphi). \quad (14)$$

Телесный угол, соответствующий углу θ_x , соответственно равен:

$$\omega = 2\pi (1 - \cos \theta_x), \quad (15)$$

где θ_x — угол между направлением полета электронов и позитронов, имеющих длину пробега, равную $(x - r)$, и направлением полета образовавшего их фотона.

Существует выражение, связывающее угол θ с длиной пробега:

$$\theta^\circ = \frac{A}{(x - r) + b}, \quad (16)$$

где A и b — коэффициенты, зависящие от материала стенки. Величина угла φ также зависит от x :

$$\cos \varphi = \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}. \quad (17)$$

Таким образом:

$$\omega' = 2\pi \left[1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x} \right] \quad (18)$$

$$\omega = 2\pi \left[1 - \cos \frac{A}{(x - r) + b} \right]. \quad (19)$$

Тогда число электронов и позитронов, попадающих в воздушную полость из точки x , с учетом угла полета будет*:

$$L_{x, \varphi} = z n_x \left[1 - \frac{x - r}{R} \right] \cdot \frac{\omega}{\omega'}, \quad (20)$$

или, раскрывая, получим:

$$L_{x, \varphi} = \frac{d^2}{x^2} \cdot e^{\mu(x-d)} \left[1 - \frac{x - r}{R} \right] \cdot n_a \cdot \frac{\gamma_z}{\gamma_b} \cdot \frac{1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}}{1 - \cos \frac{A}{(x - r) + b}}. \quad (21)$$

* Считая в первом приближении угловое распределение электронов и позитронов различных энергий равномерным.

Обозначим через dL число электронов, образующихся в единицу времени в элементарном объеме dV , расположенном в точке x , и пересекающих воздушную полость V_r :

$$dL = \frac{d^2}{x^2} \cdot e^{\mu(x-d)} \cdot \left[1 - \frac{x - r}{R} \right] \cdot n_a \cdot \frac{\gamma_z}{\gamma_b} \cdot \frac{1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}}{1 - \cos \frac{A}{(x - r) + b}} \cdot dV. \quad (22)$$

Тогда полное число электронов и позитронов, образующихся во всем сферическом теле, исключая воздушную полость объемом V_r , и пересекающих эту полость, равно:

$$L = \int_V \frac{d^2}{x^2} \cdot e^{\mu(x-d)} \cdot \left[1 - \frac{x - r}{R} \right] \cdot n_a \cdot \frac{\gamma_z}{\gamma_b} \cdot \frac{1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}}{1 - \cos \frac{A}{(x - r) + b}} \cdot dV. \quad (23)$$

Интегрируя по углам, находим:

$$L = 4\pi \frac{\gamma_z}{\gamma_b} e^{-\mu d} \cdot n_a \cdot d^2 \int_r^d \frac{\left[1 - \frac{x - r}{R} \right]}{x^2} \cdot e^{\mu x} \cdot x^2 \cdot \frac{1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}}{1 - \cos \frac{A}{(x - r) + b}} dx. \quad (24)$$

Определим теперь число электронов и позитронов, создаваемых первичным γ -излучением в воздушной полости, в предположении, что эта полость окружена воздухом (рис. 4). Пусть n_y — число электронов и позитронов, возникающих в единицу времени в единице объема воздуха в результате процесса рождения пар на расстоянии y от центра.

По аналогии с предыдущим имеем:

$$n_y = \frac{I_y}{I_a} \cdot n_a,$$

$$I_y = \frac{N}{4\pi y^2} \cdot e^{-\mu_b (d-y)}, \quad (25)$$

$$I_a = \frac{N}{4\pi d^2}, \quad (26)$$

где: μ_b — линейный коэффициент ослабления;
 γ — излучения в воздухе.

Тогда

$$n_y = \frac{d^2}{y^2} \cdot e^{-\mu_b(d-y)} \cdot n_a. \quad (27)$$

Число же электронов, возникающих в единицу времени в объеме dV воздуха, равно:

$$dL' = n_y \cdot dV = \frac{d^2}{y^2} \cdot e^{-\mu_b(d-y)} \cdot n_a \cdot dV. \quad (28)$$

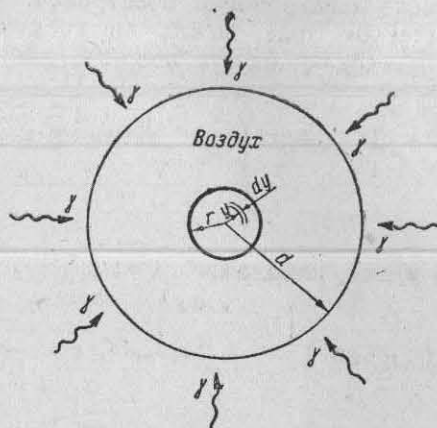


Рис. 4.

Интегрируя выражение (28) по всему объему, находим полное число электронов и позитронов, создаваемых первичным γ -излучением в воздушной полости V_r :

$$\begin{aligned} L' &= \int_V dL' \cdot dV = 2d^2 e^{-\mu_b d} \cdot 4\pi \cdot n_a \int_0^r \frac{Y^2}{y^2} e^{\mu_b \cdot y} dy = \\ &= 2d^2 e^{-\mu_b d} \cdot 4\pi \cdot n_a \frac{e^{\mu_b \cdot r} - 1}{\mu_b}. \end{aligned} \quad (29)$$

Так как $\mu_b \cdot r$ много меньше единицы, имеем:

$$L' = 8\pi \cdot d^2 \cdot e^{-\mu_b d} \cdot n_a \cdot r. \quad (30)$$

Коэффициент 2 в выражении (29) учитывает тот факт, что γ -кванты, пройдя центр воздушной полости, летят дальше и, с той же вероятностью, образуют электронно-позитронные пары на пути от центра полости до ее внешней границы.

Таким образом, зная число электронов и позитронов, образующихся в стенке сферического тела и пересекающих воздушную полость, и число электронов и позитронов, которые были бы созданы тем же первичным γ -излучением в той же воздушной полости, окруженной воздухом, можно подсчитать соответствующие ионизации, создаваемые этими электронами и позитронами.

Для этого нам необходимо знать, во-первых, средний путь в воздушной полости вторичных электронов и позитронов, которые пересекают эту полость, и, во-вторых, средний пробег вторичных электронов и позитронов, образующихся в полости V_r при завершении ими всех ионизационных процессов в воздухе.

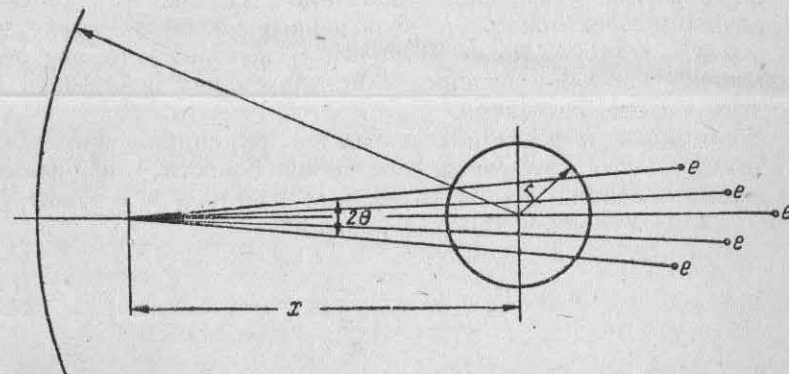


Рис. 5.

Средний путь в воздушной полости электронов и позитронов, проходящих эту полость, равен:

$$l_{cp} = \frac{4}{3} r. \quad (31)$$

Это выражение справедливо лишь в том случае, когда объем V_r полностью «омывается» электронами и позитронами, выходящими из точки x (см. рис. 3).

В случае, когда это условие не выполняется, необходимо определять средний путь электронов в полости в зависимости от угла θ (см. рис. 5). Однако в этом случае отпадает необходимость вводить в выражение (20) поправку $\frac{\omega}{\omega'}$.

Средний пробег электронов и позитронов, образующихся в V_r в процессе рождения пар за счет первичного γ -излучения, когда объем V_r окружен воздухом, находится из следующих соображений.

Если расчет равновесной толщины ведется без учета ионизации, создаваемой в воздушной полости вторичными фотонами, образованными в стенке, средний пробег электронов и позитронов в воздухе должен браться равным:

$$l_{cp} = \frac{R_b}{2}, \quad (32)$$

где R_b — максимальный практический пробег вторичных электронов и позитронов в воздухе.

Этим самым учитывается ионизация, создаваемая только вторичными электронами и позитронами, и не учитывается ионизация, обусловленная вторичными фотонами тормозного излучения, а также фотонами аннигилирующих позитронов и комптоновского рассеяния.

Если же при расчете равновесной толщины учитывать ионизацию, создаваемую в воздушной полости вторичными фотонами, средний пробег вторичных электронов и позитронов в воздухе должен браться равным:

$$l''_{cp} = \int_0^{E_{cp}} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}}, \quad (33)$$

где: $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$ — энергия, теряемая электроном или позитроном на ионизацию на единице пути;

E_{cp} — средняя энергия, передаваемая одному электрону или позитрону в объеме V_r в процессе образования пар.

Таким образом, l''_{cp} представляет собой средний пробег электронов и позитронов в воздухе в том случае, если бы они при движении тратили всю свою энергию только на ионизацию.

Действительно, возвращаясь к (3), видим:

$$n = \frac{\Delta E}{\varepsilon_0}. \quad (3)$$

С другой стороны

$$\frac{\Delta E}{\varepsilon_0} = k L' l''_{cp}, \quad (34)$$

где: k — есть общая удельная ионизация на единице пробега электрона или позитрона;

L' — полное число электронов и позитронов, образованных в объеме V_r первичным излучением;

l''_{cp} — тот средний пробег электронов и позитронов, который они имели бы в воздухе, если бы вся их энергия шла целиком на ионизацию.

Тогда из (34)

$$l''_{cp} = \frac{\Delta E}{L' \cdot k \cdot \varepsilon_0}. \quad (35)$$

Замечаем, что

$$\frac{\Delta E}{L'} = E'_{cp} \quad (36)$$

представляет собой среднюю энергию, переданную одному электрону или позитрону в полости V_r в процессе образования пар.

Исходя из того, что кривые дифференциальных сечений процесса образования пар симметричны относительно вероятности образования электронно-позитронных пар [Л. 3], при которой электроны и позитроны имеют одинаковую энергию, равную половине энергии образовавшего их γ -кванта, можно записать

$$E_{cp} = \frac{E_\gamma - 2m_0c^2}{2}, \quad (37)$$

где E_γ — энергия падающих γ -квантов.

Так как $E_\gamma \gg 2m_0c^2$,

то

$$E_{cp} = \frac{E_\gamma}{2}. \quad (38)$$

С другой стороны, величина общей удельной ионизации k , умноженная на среднюю работу ионизации ε_0 , дает энергию, теряемую электроном или позитроном на ионизацию на единице пути:

$$\varepsilon_0 \cdot k = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}. \quad (39)$$

Тогда

$$l''_{cp} = \frac{E_{cp}}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}}. \quad (40)$$

Но так как $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$ зависит от начальной энергии образующихся электронов, то l''_{cp} должно находиться как

$$l''_{cp} = \int_0^{E_{cp}} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}}, \quad (41)$$

что и требовалось доказать.

Таким образом, принимая во внимание, что различие в общей удельной ионизации вдоль треков разных электронов, а также по треку данного электрона не является существенным [П. 6], можно написать следующие основные равенства.

Первое:

$$k \cdot L \cdot l_{cp} = k \cdot L' \cdot l'_{cp}, \quad (42)$$

где: $k \cdot L \cdot l_{cp}$ — ионизация в объеме V_r за счет вторичных электронов и позитронов, приходящих из стенки сферического тела;

$k \cdot L' \cdot l'_{cp}$ — ионизация в воздухе, произведенная вторичными электронами и позитронами, образовавшимися в полости V_r без учета ионизации, обусловленной вторичными и т. д. фотонами.

И второе:

$$k \cdot L \cdot l_{cp} + P_{\phi} = k \cdot L' \cdot l''_{cp}, \quad (43)$$

где: P_{ϕ} — ионизация в воздушной полости, обусловленная вторичными «стеночными» фотонами;

$k \cdot L' \cdot l''_{cp}$ — ионизация в воздухе, созданная вторичными электронами и позитронами, образованными в полости V_r с учетом ионизации, обусловленной вторичными и т. д. фотонами.

Подставляя в (42) и (43) значения L, l_{cp}, L', l'_{cp} и l''_{cp} и производя соответствующие преобразования, получим:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \frac{\gamma_z}{\gamma_b} e^{-\mu d} \int_r^d \left[1 - \frac{x-r}{R} \right] e^{\mu x} \frac{1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}}{1 - \cos \frac{A}{(x-r)+b}} dx = \\ = \frac{2R_b}{2} \cdot e^{-\mu_b d} \end{aligned} \quad (44)$$

— для первого случая расчета равновесной толщины без учета ионизации от вторичных и т. д. фотонов и

$$\begin{aligned} k \cdot 4\pi \cdot \frac{\gamma_z}{\gamma_b} e^{-\mu d} \cdot n_a \cdot d^2 \int_r^d \left[1 - \frac{x-r}{R} \right] e^{\mu x} \frac{1 - \frac{\sqrt{x^2 - r^2}}{x}}{1 - \cos \frac{A}{(x-r)+b}} dx \times \\ \times \frac{4}{3} r + P_{\phi} = k \cdot 8\pi \cdot d^2 e^{-\mu_b d} n_a \cdot r \cdot \int_0^{E_{cp}} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}} \end{aligned} \quad (45)$$

— для расчета равновесной толщины с учетом ионизации от вторичных и т. д. фотонов.

Для случая плоской толстостенной камеры (рис. 2) основное уравнение равновесной толщины без учета ионизации от вторичных и т. д. фотонов записывается следующим образом:

$$\frac{\gamma_z}{\gamma_b} e^{-\mu d} \int_r^d \left[1 - \frac{x-r}{R} \right] e^{\mu x} dx = \frac{R_b}{2} e^{-\mu_b d}, \quad (46)$$

так как в этом случае средний пробег вторичных электронов и позитронов в воздушной полости V_r будет равен $\approx r$, а отношение $\frac{\omega}{\omega'} \approx 1$ (см. рис. 2).

После интегрирования (46) имеем:

$$\frac{1 - e^{\mu(r-d)}}{\mu} - \frac{d-r}{\mu R} + \frac{1 - e^{\mu(r-d)}}{R\mu^2} = \frac{R_b}{2} \cdot \frac{\gamma_b}{\gamma_z}, \quad (47)$$

так как при малых значениях d , а следовательно, и $\mu_b \cdot d$

$$e^{-\mu_b d} \approx 1.$$

Вычисления значений d , обеспечивающих электронное равновесие, были проведены по уравнению (44) для сферического тела, стенки которого сделаны из алюминия, при энергии в 50, 100 и 200 Мэв и для плоской толстостенной ионизационной камеры, также выполненной из алюминия, по уравнению (47), при тех же значениях энергии.

Полученные результаты показывают, что плоские толстостенные ионизационные камеры со стенками, равными соответственно 3,5 см, 5,5 см и 8 см, обеспечивают электронное равновесие для γ -излучений в 50, 100 и 200 Мэв.

Для сферического тела равновесная толщина стенки получается равной соответственно 4 см, 6 см и 9 см.

Это расхождение объясняется тем, что средний пробег вторичных электронов и позитронов в воздушной полости V , для случая плоской толстостенной ионизационной камеры больше, чем для сферической камеры (см. рис. 2 и 3).

Известно, что радиационная единица длины для алюминия равна ≈ 9 см [Л. 3].

Таким образом, возникновение ливней в стенках камер, имеющих выше полученные толщины, еще не будет иметь места.

Остается оценить сделанное ранее допущение, согласно которому можно не учитывать ионизации в воздушной полости за счет электронов и позитронов, образующихся в воздухе перед сферическим телом радиуса d .

В самом деле, расчеты показывают, что при равновесной толщине в 3,5 см в воздушную полость в случае, если источник находится даже в 20 метрах от сферического тела, попадает в 200 раз меньше электронов и позитронов, чем их попадает из стенок этого тела.

При этом не учитывалось, что электронно-позитронные пары имеют определенный угол разлета, который, разумеется, уменьшает число электронов и позитронов, попадающих в воздушную полость из внешнего воздушного пространства.

Представляет также интерес сравнить результаты данной работы с работой Глоккера [Л. 8]. В упомянутой работе на основании сопоставления понятия дозы и дозой единицы (рентгена) доказывается возможность дозирования излучений высокой энергии в рентгенах (например, от бетатрона на 31 Мэв) ионизационным методом посредством жидкого или твердого «воздухоэквивалентного» вещества, из которого состоит стенка ионизационной камеры. При этом стенка такой камеры должна иметь толщину большую максимального пробега электронов отдачи.

Действительно, опираясь на вышеизложенное понятие электронного равновесия, можно показать, что для «воздухоэквивалентного» вещества толщина стенки, обеспечивающая электронное равновесие в диапазоне энергий до 30 Мэв, должна быть равна или быть больше максимальной длины пробега электронов отдачи.

Однако, как это показано в данной работе, состояние электронного равновесия обеспечивается не только «воздухоэквивалентным» веществом, но и некоторыми другими материала-

ми (например, алюминием). Следует отметить, что при высоких энергиях падающего γ -излучения (50—250 Мэв) толщины стенок, обеспечивающих электронное равновесие, оказываются уже значительно меньше максимальной длины пробега электронов отдачи. Это объясняется, по-видимому, с одной стороны, большим поглощением в веществе стенки γ -квантов высокой энергии, а с другой — направленным полетом возникающих в процессе поглощения излучения электронно-позитронных пар*.

Заключение

Исходя из понятия электронного равновесия, как равновесия, обусловливаемого равенством ионизаций, доказывается возможность существования такового для γ -излучений высокой энергии.

Практическое осуществление состояния электронного равновесия возможно с помощью толстостенных ионизационных камер различной конфигурации, выполненных из различного материала.

Теоретический расчет показывает, что толстостенные ионизационные камеры, стенки которых обеспечивают электронное равновесие, могут быть использованы для измерений в рентгенах количеств монохроматических γ -излучений рассматриваемого диапазона энергий 50—250 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gray L. H., Proc. Roy. Soc., A 156, 578—596, 1936.
2. Иванов В. И., Некоторые вопросы электронного равновесия (см. наст. сборник).
3. Росси Б., Частицы больших энергий.
4. Гайтлер, Квантовая теория излучения.
5. Spicer B. M., Austral. I. Sci. Res., A 5, 581—591, 1952.
6. Арлинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений.
7. Бельский С. З., Лавинные процессы в космических лучах.
8. Glocker R., Strahlentherapie, 93, 1, 1954.

* Вычисления, проведенные для воздуха, показывают, что при энергиях падающего излучения в 100 Мэв толщина воздушной сферы, обеспечивающей электронное равновесие, оказывается равной $15 \cdot 10^3$ см, в то время как длина свободного пробега электронов отдачи при этой энергии в воздухе равна $23 \cdot 10^3$ см.

РАСЧЕТ ТОЛСТОСТЕННОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЯМИ ДО 35 МэВ НЕИЗВЕСТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА

В. В. ФРОЛОВ, В. Н. КЛЮЧНИКОВ.

Введение

Измерение интенсивности γ -излучения высокой энергии может быть осуществлено с помощью толстостенных ионизационных камер.

Ряд авторов [Л. 1, 2, 3] дает расчет чувствительности таких ионизационных камер, причем под чувствительностью понимается доля энергии γ -кванта, идущая непосредственно на ионизацию в единичном объеме стенки камеры на границе воздушной полости, при условии, что на 1 см^2 передней стенки камеры падает 1 γ -квант в 1 сек.

Отношение между энергией, поглощенной в единице объема вещества стенки на границе воздушной полости, и ионизацией, произведенной в единичном объеме этой полости, было установлено Греем [Л. 4].

Это отношение получено при следующих условиях.

1) Толщина стенки больше, чем пробег вторичных электронов, образованных γ -квантами.

2) Атомный номер стенки приблизительно равен атомному номеру газа полости.

3) Размеры полости ионизационной камеры малы по сравнению с пробегами в воздухе вторичных электронов, созданных в материале стенки γ -лучами.

При этих условиях Грей нашел, что

$$n = \frac{E}{\epsilon_0 \rho}, \quad (1)$$

где: n — число пар ионов, образованных в единице объема полости;

E — энергия, поглощенная в единице объема материала стенки на границе полости;

ϵ_0 — средняя работа ионизации, то есть энергия, идущая на образование одной пары ионов в газе;

ρ — отношение тормозных способностей стенки и газа полости.

Таким образом, зная чувствительность ионизационной камеры к данному γ -излучению и ионизацию, вызываемую этим излучением в газе полости, а также ϵ_0 и ρ , легко подсчитать интенсивность падающего γ -излучения.

Действительно:

$$E = I \cdot S_0(W), \quad (2)$$

где: I — интенсивность γ -излучения;

$S_0(W)$ — чувствительность камеры к γ -квантам данной энергии;

W — энергия γ -квантов.

Тогда из (1) и (2) следует:

$$I = k \frac{n \epsilon_0 \rho}{S_0(W)}, \quad \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}, \quad (3)$$

где k — коэффициент пропорциональности. Однако полученные результаты показывают, что чувствительность камеры зависит от энергии падающих γ -квантов. Поэтому для измерения интенсивности γ -излучения смешанного спектрального состава (например, тормозного излучения бетатрона) необходимо подсчитывать среднюю величину чувствительности, которая находится из следующего равенства:

$$S_{cp} = \frac{\int S_0(W) \cdot I(W) dW}{\int I(W) dW}, \quad (4)$$

где $I(W)$ — интенсивность спектра тормозного излучения, подсчитанная теоретически по дифференциальным сечениям радиационного торможения.

Известно, что теоретический расчет интенсивности спектра тормозного излучения представляет значительные трудности, а это, несомненно, снижает практическую ценность толстостенной ионизационной камеры.

В данной работе делается попытка расчета ионизационной камеры, у которой так называемый «ход с жесткостью»*

* Под «ходом с жесткостью» понимают зависимость чувствительности камеры от энергии падающих γ -квантов.

скомпенсирован настолько, что практически не влияет на измерение интенсивности тормозного излучения неизвестного спектрального состава.

Компенсация «хода с жесткостью»

Попытаемся скомпенсировать каким-либо образом «ход с жесткостью» толстостенной ионизационной камеры.

Задача ставится так.

Пусть при $T=R$ (где R — максимальный пробег электронов в стенке, а T — толщина стенки камеры) рассчитана чувствительность камеры, и пусть эта чувствительность имеет некоторый «ход с жесткостью», то есть при

$$I_{w_i} = I_{w_0}, \quad (5)$$

$$i_{w_i} \neq i_{w_0}, \quad (6)$$

где: I_{w_i} — интенсивность падающих γ -квантов энергии W_i ;

I_{w_0} — интенсивность падающих γ -квантов энергии W_0 , которая выбирается фиксированной;

i_{w_i} и i_{w_0} — соответствующие ионизационные токи в камере, созданные интенсивностями I_{w_i} и I_{w_0} .

Можно ли подобрать такую насадку к передней стенке, чтобы $i_{w_i} = i_{w_0}$ при всех значениях W_i ?

Известно [Л. 1], что

$$i_w = k \cdot S_0(W) \cdot W, \quad a, \quad (7)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Тогда требование равенства i_{w_i} и i_{w_0} при $I_{w_i} = I_{w_0}$ приводит к следующему соотношению:

$$S_i(W_i) = S_0(W_0) = \text{const} \quad (8)$$

для всех значений W_i .

а) Вывод условий компенсации

Имеется ионизационная камера с толщиной стенки T , см., при которой $S_i(W_i) \neq S_0(W_0)$ (см. рис. 1).

Пусть на переднюю стенку этой камеры попадают γ -кванты двух энергий W_0 и W_i , так что

$$I_{w_i} = I_{w_0}.$$

Увеличим толщину передней стенки на x см. Тогда можно считать, что на камеру, имеющую ту же самую стенку, а следовательно, и те же самые $S_0(W_0)$ и $S_i(W_i)$, попадает уже другая интенсивность, равная соответственно:

$$I'_{w_i} = I_{w_i} \cdot e^{-\mu(w_i) \cdot x} \quad (9)$$

и

$$I'_{w_0} = I_{w_0} \cdot e^{-\mu(w_0) \cdot x}, \quad (10)$$

где $\mu_i(w_i)$ и $\mu(w_0)$ — линейные коэффициенты ослабления для энергии γ -квантов W_i и W_0 .

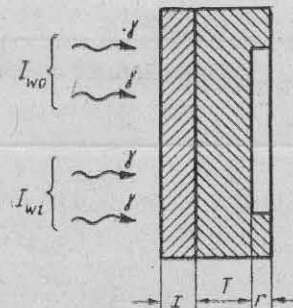


Рис. 1.

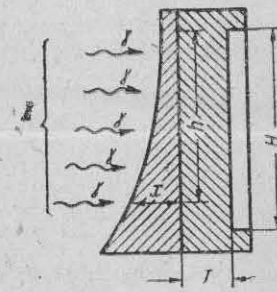


Рис. 2.

Исходя из (5) и (8), можно записать:

$$I'_{w_i} \cdot S_i(W_i) = I'_{w_0} \cdot S_0(W_0) \quad (11)$$

или

$$S_i(W_i) \cdot e^{-\mu(w_i) \cdot x} = S_0(W_0) \cdot e^{-\mu(w_0) \cdot x}. \quad (12)$$

Следует заметить, что ослабление интенсивности берется для узкого пучка. Подобное допущение не совсем правильно, но оно значительно упрощает расчеты, тем более, что эффект вторичного рассеяния может быть учтен отдельно*.

Решая уравнение (12), можно определить, при каких значениях x выполняется это равенство, то есть обеспечивается полная компенсация для двух значений энергии γ -квантов W_0 и W_i .

Разумеется, значения x для разных W_i будут отличаться друг от друга. Но если это различие несущественно

* Более строго было бы в (11) и (12) подставлять $\mu(w_0)$ и $\mu(w_i)$ для широкого пучка.

для данного диапазона энергий, то, выбирая какое-то фиксированное значение x , можно тем самым достичь с определенной степенью точности компенсации „хода с жесткостью“ в этом диапазоне энергий.

Тогда условие компенсации записывается в следующем виде:

$$X = \frac{\ln \frac{S_0(W_0)}{S_i(W_i)}}{\mu(w_0) - \mu(w_i)} = \text{const.} \quad (13)$$

Покажем, что насадка может иметь любую конфигурацию вида $X = f(h)$ (см. рис. 2).

Если считать, что γ -кванты не претерпевают в насадке никаких превращений, можно следующим образом определить „суммарный“ путь в насадке всех γ -квантов данной энергии, попадающих в нее за 1 сек.:

$$X = \int_F n_0 \cdot f(h) \cdot dF,$$

где n_0 — число γ -квантов данной энергии, попадающих на 1 см^2 передней стенки камеры в 1 сек. Так как $dF = dq \cdot dh$, то

$$\begin{aligned} X &= \int_F n_0 \cdot f(h) \cdot dq \cdot dh = n_0 \int_H \int_q f(h) \cdot dq \cdot dh = \\ &= n_0 \cdot Q \cdot \int_0^H f(h) \cdot dh, \end{aligned}$$

где Q — ширина толстостенной камеры. По теореме о среднем значении интеграла имеем:

$$X_{cp} = \frac{1}{H} \cdot \int_0^H f(h) \cdot dh = \frac{x}{n_0 \cdot H \cdot Q} = \frac{x}{n_0 \cdot F},$$

где F — нормальная площадь передней стенки. Так как ослабление γ -квантов определяется средним пробегом в насадке (X_{cp}), насадка сложной конфигурации по своему действию оказывается идентичной простой плоской насадке толщиной X_{cp} .

б) Компенсация „хода с жесткостью“ в диапазоне энергий 1—15 Мэв

Расчет компенсации „хода с жесткостью“ (вычисление X) производится по формуле (13) для плоской ионизационной камеры, выполненной из Al с толщиной стенки $T = 2 \text{ см}$.

Чувствительность такой камеры к различным энергиям γ -квантов (в диапазоне от 1 до 15 Мэв) без учета вторичных столкновений рассчитывалась по формуле:

$$\begin{aligned} S_i(W_i) &= \frac{1}{R} \int_{T-R}^T F(W) \cdot \mu(w) \cdot e^{-\mu(w) \cdot x} dx = \\ &= \frac{1}{R} \cdot F(W) \cdot e^{-\mu(w) \cdot T} \left[e^{\mu(w) \cdot R} - 1 \right], \end{aligned} \quad (14)$$

вывод которой дан в работе [Л. 1].

Где: R — средний статистический пробег вторичных электронов в стенке камеры;

$F(W)$ — средняя доля энергии γ -кванта, которая расходуется на ионизацию в единичных столкновениях;

$\mu(w)$ — линейный коэффициент ослабления для узкого пучка.

Фиксированное значение энергии γ -квантов выбиралось равным 2 Мэв, так что:

$$S_0(W_0) = S(2).$$

Чувствительность камеры к энергиям γ -квантов в диапазоне от 0 до 1 Мэв рассчитывалась следующим образом. Заметим, что при таких значениях энергии γ -квантов энергия вторичных электронов идет целиком на ионизацию. Тогда $\eta(E) \approx 1$, где $\eta(E)$ — доля энергии электрона, идущая на ионизацию, а

$$F(W) = \frac{1}{W} \frac{\int E \cdot \sigma(W; E) dE}{\int \sigma(W; E) dE},$$

где $\sigma(W; E) dE$ — есть число вторичных электронов с энергиями в интервале от E до $E + dE$.

Поэтому выражение

$$S_i(W_i) = \frac{1}{R} \cdot F(W) \cdot e^{-\mu(w) \cdot T} \left[e^{\mu(w) \cdot R} - 1 \right]$$

упростится:

$$S_i(W_i) = \gamma(w) \cdot e^{-\mu(w) \cdot T}, \quad (15)$$

где $\gamma(w)$ — коэффициент электронного преобразования в воздухе для данной энергии.

Для этих энергий R очень мало, следовательно, $\mu(w) \cdot R \ll 1$, а $F(W) \approx \frac{\gamma(w)}{\mu(w)}$.

Результаты расчета чувствительностей $S_i(W_i)$ и компенсационной толщины X приведены в табл. 1 и на рис. 3.

Таблица 1.

$W, \text{Мэв}$	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$S_i(W_i)$ $T = 2 \text{ см}$	0,0499	0,0658	0,0740	0,0699	0,0612	0,0552	0,0530	0,0510	0,0493	0,0478	0,0461	0,0460	0,0460	0,0460	0,0460	0,0460
$\frac{S(2)}{S_i(W_i)}$	1,48	1,12	1,00	1,106	1,208	1,340	1,395	1,450	1,500	1,547	1,595	1,610	1,610	1,610	1,610	1,610
$\mu(w_i)$ см^{-1}	0,22	0,16	0,115	0,10	0,086	0,075	0,071	0,068	0,065	0,063	0,061	0,060	0,060	0,060	0,060	0,060
$\mu(w_0) - \mu(w_i)$	0,06	0,045	—	0,015	0,029	0,040	0,044	0,047	0,050	0,052	0,054	0,055	0,055	0,055	0,055	0,055
X , см	—	—	—	6,7	6,5	7,3	7,6	7,9	8,1	8,4	8,7	8,7	8,7	8,7	8,7	8,7

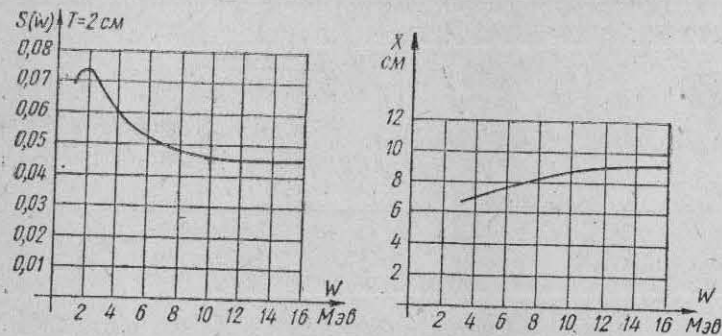


Рис. 3.

Как видно из таблицы и графиков, компенсационной толщиной может быть выбрана толщина, равная 8 см.

Тогда толщина стенки скомпенсированной камеры будет:

$$T = 10 \text{ см.}$$

Из таблицы и графиков видно также, что компенсация может быть успешно проведена лишь в диапазоне энергии 2—15 Мэв, так как из условия компенсации [см. выражение (13)] вытекает необходимость того, чтобы отношение

$$\frac{\ln S_0(W_0) - \ln S_i(W_i)}{\mu(w_0) - \mu(w_i)}$$

имело бы одинаковый знак на всем диапазоне компенсации.

Физически это соответствует тому, что компенсация возможна лишь при условии, когда для всего диапазона энергий требуется либо наращивать стенку, либо делать ее тоньше.

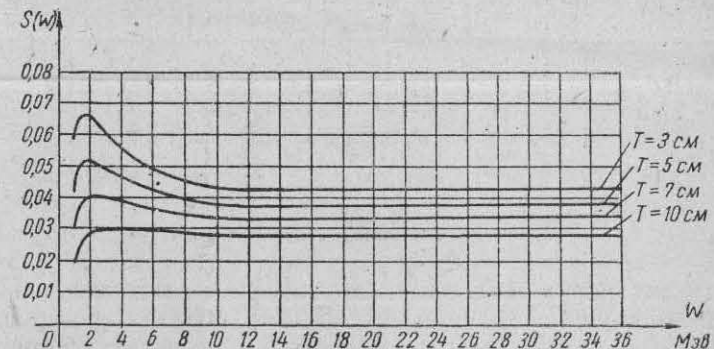


Рис. 4.

Таким образом, в области малых энергий 0—2 Мэв будет наблюдаться «завал» чувствительности, который не поддается компенсации.

В таблице 2 и на рис. 4 приведена зависимость чувствительности от энергии γ -квантов для скомпенсированной камеры (при $T=10 \text{ см}$).

Там же приведены значения $S_i(W_i)$ для $T=3 \text{ см}$; $T=5 \text{ см}$ и $T=7 \text{ см}$.

Для $T=10 \text{ см}$ можно выбрать $S_{cp}=0,0294$ (для диапазона энергий 2—15 Мэв).

Тогда относительная ошибка будет $\bar{\varepsilon}=2,6\%$.

Таблица 2.

$W, \text{Мэв}$	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$S_i(W_i)$ $T = 10 \text{ см}$	0,010	0,0193	0,0295	0,0309	0,0307	0,0303	0,0301	0,0299	0,0293	0,0289	0,0285	0,0285	0,0285	0,0284	0,0284	0,0284
$S_i(W_i)$ $T = 3 \text{ см}$	—	0,0540	0,0660	0,0605	0,0563	0,0514	0,0446	0,0478	0,0463	0,0449	0,0437	0,0434	0,0434	0,0433	0,0433	0,0433
$S_i(W_i)$ $T = 5 \text{ см}$	0,035	0,0429	0,0524	0,0496	0,0471	0,0441	0,0430	0,0416	0,0406	0,0396	0,0386	0,0384	0,0384	0,0383	0,0383	0,0383
$S_i(W_i)$ $T = 7 \text{ см}$	—	0,0310	0,0416	0,0406	0,0398	0,0379	0,0373	0,0363	0,0356	0,0349	0,0342	0,0341	0,0341	0,0340	0,0340	0,0340

Учет вторичных столкновений

До сих пор чувствительность камеры подсчитывалась без учета вторичных столкновений. Таким образом, совершенно пренебрегалось вкладом в ионизацию, вносимым рассеянными γ -квантами. Подобное пренебрежение допустимо при сравнительно малых толщинах стенки камеры. Однако при тех толщинах, которые требуются по условиям компенсации, подобное пренебрежение вкладом в ионизацию от рассеянных γ -квантов ведет уже к неоправданным ошибкам.

Вычислим отдельно чувствительность камеры к рассеянному излучению.

Тогда полная чувствительность камеры будет:

$$S_i^0(W_i) = S_i(W_i) + S'_i(W_i). \quad (16)$$

Используя данные, приведенные в работе [Л. 1], рассчитаем зависимость полной чувствительности камеры от энергии γ -квантов в диапазоне 0,05—15 Мэв для $T = 10 \text{ см}$, $T = 12 \text{ см}$ и $T = 14 \text{ см}$.

Результаты расчетов приведены в табл. 3 и на рис. 5.

Таблица 3.

$W, \text{Мэв}$	0,05	0,1	0,2	0,5	1	2	3	5	7	10	15
$S_i^0(W_i)$ $T = 10 \text{ см}$	0,0003	0,0013	0,0059	0,0145	0,0264	0,0407	0,0392	0,0361	0,0342	0,0314	0,0306
$T = 12 \text{ см}$	—	0,00037	0,00302	0,0106	0,0208	0,0334	0,0331	0,0317	0,0307	0,0286	0,0276
$T = 14 \text{ см}$	—	—	—	0,0074	0,0164	0,0279	0,0286	0,0283	0,0274	0,0258	0,0248

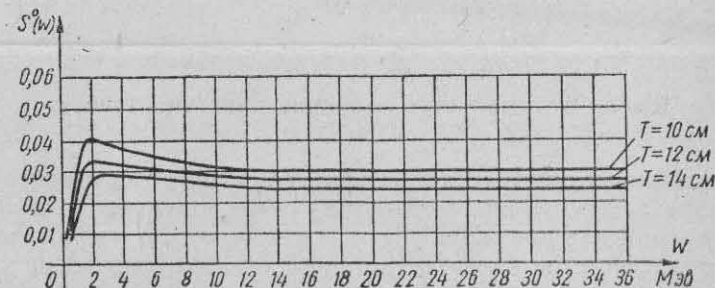


Рис. 5.

Приближенный расчет чувствительности камеры для более высоких энергий

Большой практический интерес представляет расчет камеры для энергий γ -квантов, больших 15 Мэв.

Расчет этот нетрудно произвести тем же методом, однако, следует иметь в виду, что при энергиях выше критической, большую вероятность приобретает тормозное излучение электронов с выходом жестких γ -квантов, что может положить начало «ливням» в толще стенки камеры. Известно, что лавинообразные ливневые процессы развиваются при энергиях частиц выше критической и на длине нескольких радиационных единиц.

Для алюминия радиационная единица длины равна $X_0 \approx 9 \text{ см}$, а критическая энергия $\beta = 37,2 \text{ Мэв}$ [Л. 5].

Таким образом, если ограничиться диапазоном энергий γ -квантов 0—35 Мэв, лавинообразных процессов в стенке камеры возникать не будет.

В таблице 4 и на рис. 5 приведены результаты подсчета чувствительности в диапазоне энергий γ -квантов 0—35 Мэв.

Таблица 4.

$W, \text{Мэв}$		15	25	35
$S_p(W)$	$T = 10 \text{ см}$	0,0306	0,0306	0,0308
	$T = 12 \text{ см}$	0,0276	0,0276	0,0278
	$T = 14 \text{ см}$	0,0248	0,0248	0,0250

Выбор оптимального значения чувствительности ошибки

Если некоторый спектр, например спектр тормозного излучения ускорительной установки, точно известен, то нескомпенсированную ионизационную камеру можно использовать для измерения интенсивности такого спектра, определив S_{cp} для этой камеры по формуле (4).

Однако камерами, где «ход с жесткостью» значительно скомпенсирован, можно измерять интенсивность излучения тормозного спектра, не зная точно самого спектра, а определив лишь его верхнюю границу $W_{\text{макс}}$.

Тогда, как показывают расчеты, за чувствительность камеры можно выбрать чувствительность, которую имеет скомпенсированная камера при

$$W \cong \frac{2}{3} W_{\text{макс}} \quad (17)$$

Так, например, для спектра тормозного излучения из вольфрамовой мишени с верхней границей энергии $W_{\text{макс}} = 15 \text{ Мэв}$, средняя чувствительность S_{cp} , подсчитанная по формуле (4), равна:

$$S_{cp} = 0,0327$$

для стенки камеры $T = 10 \text{ см Al}$.

В то же время чувствительность такой камеры для энергии $W = \frac{2}{3} W_{\text{макс}}$ будет:

$$S\left(W = \frac{2}{3} W_{\text{макс}}\right) = 0,0314.$$

Будем считать значение чувствительности при $W = \frac{2}{3} W_{\text{макс}}$ оптимальным

$$S\left(W = \frac{2}{3} W_{\text{макс}}\right) = S_{\text{опт}}.$$

Таким образом, относительная ошибка за счет незнания спектра оказывается равной

$$\varepsilon = \frac{k S_{cp} I - k S_{\text{опт}} I}{k S_{cp} I}, \quad (18)$$

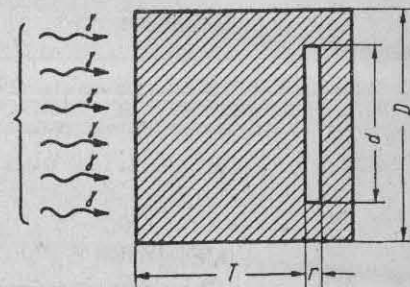


Рис. 6.

где: I — полная интенсивность тормозного излучения;
 k — коэффициент пропорциональности.

Подставляя численные значения в формулу (18), находим для рассматриваемого случая

$$\varepsilon = 4\%.$$

Полученная ошибка оказывается заведомо меньше ошибок, связанных с неточностью величин эффективных сечений различных процессов взаимодействия, которыми пользуются при подсчете чувствительности камеры.

Таким образом, относительная ошибка за счет незнания спектра будет тем меньше, чем меньшая доля общей интенсивности приходится на диапазон энергии 0—2 Мэв.

Сделаем несколько замечаний относительно геометрических размеров камеры.

Толстостенная ионизационная камера представляет собой цилиндрический алюминиевый блок, внутри которого на глубине T помещена воздушная полость толщиной r (см. рис. 6). Для компенсации потерь электронов на краях полости диаметр полости d должен быть несколько меньше диаметра камеры D . С другой стороны, диаметр полости должен быть значительно больше ее толщины r , так как иначе, за счет большого количества вторичных электронов, входящих в рабочий объем ка-

меры из боковых стенок полости, эффективная толщина стенки камеры становится неопределенной. И, наконец, как показывают расчеты и эксперименты [Л. 1], в диапазоне рассматриваемых энергий (до 35 Мэв) толщина задней стенки практически не влияет на величину измеряемой ионизации.

Заключение

Скомпенсированная плоская толстостенная ионизационная камера, рассчитанная на энергии до 35 Мэв, может использоваться для измерения с достаточной точностью (4—6%) интенсивности тормозного излучения ускорительных установок с энергией излучения до 35 Мэв, а также любых других γ -полей, большая часть спектра которых лежит выше 2 Мэв.

Если спектр тормозного излучения известен, камеру можно проградуировать также по мощности дозы. Ионизационный ток такой камеры будет пропорционален измеряемой мощности дозы. В этом случае S_{cp}^p находится из соотношения:

$$S_{cp}^p = \frac{\int S_i(W) \cdot I_i(W) \cdot \gamma_i(\omega)}{\int I_i(W) \cdot \gamma_i(\omega)}; \quad (19)$$

где $\gamma_i(\omega)$ — коэффициент электронного преобразования в воздухе для данной энергии W .

ЛИТЕРАТУРА

1. Flomers B. H., Lawson I. D., Fossy E. B., Proc. Phys. Soc., 65 B, 286—295, 1952.
2. Lax M., Phys. Rev., 72, 61—67, 1947.
3. Spicer B. M., Austral. I. Sci. Res., A 5, 581—591, 1952.
4. Gray L. H., Proc. Ray. Soc., A 156, 578, 1936.
5. Росси Б., Частицы больших энергий.

ЛИНЕЙКА ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ ОТ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ Co^{60}

Л. Р. КИМЕЛЬ.

Работа с γ -активными препаратами требует выполнения целого ряда мероприятий, необходимых для защиты персонала от вредного действия на организм человека проникающего γ -излучения.

Степень воздействия радиоактивного излучения определяется дозой излучения, воспринятой организмом.

Воспринятая организмом доза излучения будет безопасной, если она меньше или равна предельно-допустимой, то есть такой, восприятие которой не приносит заметного вреда организму [Л. 1].

За предельно-допустимую принята доза, равная 0,05 рентгена за рабочий день. Для шестичасового рабочего дня предельно-допустимая мощность дозы составляет 2,5 микрорентгена за секунду.

Доза от точечного γ -источника определяется формулой (Л. 4):

$$D_i = \frac{m_0 3,7 \cdot 10^7 \sum_i n_i h\nu_i \gamma_i 1,6 \cdot 10^{-6} 3600 t e^{-\mu(d)d}}{4\pi 0,11 R^2 \cdot 10^4} \text{ рентген,} \quad (1)$$

где: m_0 — активность γ -источника в милликюри;
 n_i — $\%$ выхода γ -квантов данной энергии на один β -распад;
 $h\nu_i$ — энергия γ -квантов в Мэв;
 γ_i — коэффициент электронного преобразования;
 $e^{-\mu(d)d}$ — закон ослабления пучка γ -квантов;
 $\mu(d)$ — линейный коэффициент ослабления, $см^{-1}$;
 d — толщина защитного экрана, $см$;
 R — расстояние от источника, $м$;
 t — время работы с источником, час.;
0,11 — энергетический эквивалент рентгена, эрг.

В этой формуле

$$\frac{3,7 \cdot 10^7 \sum_i n_i \cdot h \nu_i \gamma_i}{4\pi 0,11} 1,6 \cdot 10^{-6} 3600$$

представляет теоретическое выражение гамма-постоянной (или ионизационной константы I_γ), являющейся характеристикой данного γ -изотопа [Л. 1].

Гамма-постоянная может быть определена также экспериментально и для большинства гамма-изотопов известна с достаточной точностью [Л. 2].

Если в формуле (1) выражать активность γ -препаратов не в милликюри, а в миллиграмм-эквивалентах Ra ($m_{\text{г экв Ra}}$), и подставить значение гамма-постоянной, то формула примет вид:

$$D_\gamma = \frac{m_{\text{г экв Ra}} 8,4 e^{-\mu(d)d} t}{R^2 10^4} \text{ рентген}, \quad (2)$$

где $8,4 \frac{\text{рентген}}{\text{час}}$ — гамма-постоянная Ra.

Величина активности препаратов в $m_{\text{г экв Ra}}$ связана с величиной активности в милликюри отношением:

$$m_{\text{г экв Ra}} = m_0 \text{ милликюри} \frac{P_\gamma}{8,4}, \quad (3)$$

где P_γ — гамма-постоянная данного изотопа.

В дальнейшем везде активность γ -препаратов будет выражаться в единицах $m_{\text{г экв Ra}}$. При выполнении условия

$$D_\gamma = \frac{m_{\text{г экв Ra}} 8,4 e^{-\mu(d)d} t}{R^2 10^4} \leq 0,05 \quad (4)$$

работа с γ -активными препаратами при внешнем облучении безопасна.

Из (4) видно, что доза от γ -источника при известном μ зависит от: 1) активности источника m , 2) толщины защитного экрана d , 3) времени работы с источником t , 4) расстояния от источника R .

Энергия γ -излучения и % выхода учитываются выражением активности источника в $m_{\text{г экв Ra}}$.

Для определения значений m , d , t , R , обеспечивающих условия безопасной работы с γ -источниками, рассчитаны и построены различного рода таблицы и номограммы (на- пример [Л. 2, 3]).

Наличие линейной зависимости между логарифмом величины активности и логарифмом расстояния (для данных t и $\mu(d)d$), как следует из (2), дает возможность нанесением соответствующих шкал построить специальную линейку, позволяющую быстро определять условия безопасной работы с γ -активными источниками.

Используя расчетные данные для Co^{60} , любезно предоставленные нам Н. Г. Гусевым, такая линейка была построена (см. рисунок на вклейке).

Линейка состоит из трех частей: корпуса 1, движка 2 и визира 3. На корпусе линейки 1 нанесено 6 шкал (№№ 1—6).

1. Шкала № 1. На шкале нанесен логарифмический масштаб от 10^{-1} до 10^7 , который в зависимости от решаемой задачи может означать:

- m — активность изотопа в $m_{\text{г экв Ra}}$,
- $\frac{m}{R^2}$ — отношение активности изотопа в $m_{\text{г экв Ra}}$ к

расстоянию от источника R в метрах.

2. Шкала № 2. Толщина d экрана из свинца от 0 до 20 см.

3. Шкала № 3. Время t в часах от 0,25 до 24 часов.

4. Шкала № 4. Толщина d экрана из свинца от 0 до 15 см.

5. Шкала № 5. Время t в часах от 0,1 до 24 часов.

6. Шкала № 6. Шкала 6 дает поправку к толщине экранировки в зависимости от времени работы. Цифры над линией — время работы; под линией — значение поправки.

На лицевой стороне движка 2 нанесена логарифмическая шкала расстояний в метрах от 10^{-2} до 10^2 . На шкале имеются 2 отметки: $p=0,05$ и $p=0,02$. Первая отметка $p=0,05$ употребляется для расчета защиты, снижающей дозу до предельно-допустимой. Вторая отметка — для расчета защиты с 2,5 кратным запасом. На оборотной стороне движка — логарифмическая шкала мощности физической дозы в микро-рентгенах в секунду от 10^{-1} до $10^7 \frac{\mu\text{Р}}{\text{сек}}$. На шкале имеется одна отметка a .

Решаемые задачи и правила пользования линейкой

Задачи, решаемые линейкой, можно разделить на 2 группы.

1) Определение одной из величин m , R , d или t , если три из них заданы.

2) Определение мощности физической дозы по данным m , R , d и t или толщины необходимой защиты в см по заданной величине дозы.

Для решения первой группы задач употребляются шкалы № 1, (m), № 2, № 3 и лицевая сторона движка. Для решения второй группы задач — шкала № 1 ($\frac{m}{R^2}$), № 4, № 5 и оборотная сторона движка.

Применение каждой шкалы и правила пользования линейкой разбираются на примерах.

Первая группа задач

Пример № 1. Известна активность препарата Co^{60} — m *мг экв Ra*. Требуется определить толщину d свинцового экрана, чтобы обеспечить безопасную работу на расстоянии R метров в течение $t=6$ часов.

Решение. Совмещаем величину расстояния R на движке с величиной активности m на шкале № 1. По шкале № 2 против отметки $p=0,05$ читаем искомый ответ.

Пример № 2. На каком расстоянии R можно работать с препаратом Co^{60} активностью m *мг экв Ra* в течение $t=6$ часов, если препарат экранирован свинцовой защитой толщиной d см?

Решение. Совмещаем отметку $p=0,05$ движка с данной толщиной экрана d на шкале № 2 и против данной величины активности m на шкале № 1 получаем на движке ответ.

Пример № 3. С какой активностью m в *мг экв Ra* можно работать на расстоянии R метров в течение $t=6$ часов, если имеется свинцовый экран толщиной d см?

Решение этой задачи аналогично предыдущей, только по данному R на движке ответ получаем на шкале № 1.

Пример № 4. С какой активностью m можно работать в течение t часов на расстоянии R метров, если отсутствует какой-либо защитный экран ($d=0$)?

Решение. Совмещаем отметку $p=0,05$ движка с данным временем t шкалы № 3 и против данного значения R движка на шкале № 1 получаем ответ.

Пример № 5. На каком расстоянии R можно работать с препаратом активностью m *мг экв Ra* в течение t часов, если препарат не экранирован ($d=0$)?

Решение. Задача аналогична предыдущей, только ответ получаем на движке против данного m шкалы № 1.

Пример № 6. Сколько времени можно работать с препаратом активностью m *мг экв Ra*, ничем не экранированным ($d=0$) на расстоянии R метров?

Решение. Совмещаем данное значение R движка с данным m на шкале № 1 и против отметки $p=0,05$ на шкале № 3 получаем ответ.

Примечания: 1) Все первые 6 примеров можно решать с учетом 2,5 кратного запаса. Решения везде аналогичны разобранным, только вместо отметки $p=0,05$ на движке надо употреблять отметку $p=0,02$.

2) В случае, если время работы t отлично от 6 часов, для определения толщины экрана при решении примера № 1 поступают следующим образом:

Решают задачу для $t=6$ часов. Определяют d . Затем по шкале № 6 находят поправку d_0 к толщине d в зависимости от времени работы t . Поправку d_0 надо прибавить к определенному d , если время работы больше 6 часов, и отнять, если оно меньше 6 часов.

Вторая группа задач

Пример № 7. Какова будет мощность дозы в $\mu\text{p/сек}$ от источника активностью m *мг экв Ra* в точке, находящейся на расстоянии R метров от источника, если источник экранирован свинцом толщиной d ?

Решение. Устанавливаем отметку a оборотной стороны движка (шкала $\mu\text{p/сек}$) против заданной толщины d свинцового экрана на шкале № 4. Составляем отношение $\frac{m}{R^2}$, где m — активность источника в *мг экв Ra*; R — расстояние от источника в метрах. Ответ получаем на движке против отношения $\frac{m}{R^2}$ шкалы № 1.

Пример № 8. Прибором измерена мощность дозы в $\mu\text{p/сек}$, создаваемая источником, экранированным свинцом толщиной d . В течение какого времени t можно работать при данных условиях?

Решение. Устанавливаем данную дозу на движке против данной толщины экрана d на шкале № 4 и против отметки a движка на шкале № 5 получаем ответ.

Пример № 9. Прибором измерена мощность дозы в данной точке в $\mu\text{p/сек}$, созданная источником. Какой толщины d должен быть свинцовый экран, чтобы была обеспечена безопасная работа в течение t часов?

Решение. Устанавливаем отметку a движка против данного времени t на шкале № 5. Против значения мощности дозы на движке по шкале № 3 получаем ответ.

Линейка позволяет решать и следующую задачу:

Какая нужна толщина свинцового экрана, чтобы ослабить интенсивность пучка в k раз? Ответ получаем на 2 шкале, если степень ослабления пучка будет задана по шкале № 1, причем на шкале № 1 надо брать степень ослабления пучка на порядок меньше. Пример. Какой толщины нужен свинцовый экран, чтобы ослабить пучок в 100 раз?

Против деления 10 шкалы № 1 на шкале № 2 получаем ответ: $d=9$ см Pb.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Дозиметрия нонизирующих излучений, 1950.
2. Бочкарев В., Кеирим-Маркус И., Львова М., Пруслин Я., Измерение активности источников бета- и гамма-излучений, 1953.
3. Жено П., Защита от радиоактивных элементов, ИЛ, 1954.
4. Гусев Н. Г., Объемная дозиметрия γ -лучей, Сборник, «Исследование в области рентгентехники», М. 1951.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Н. Г. ГУСЕВ, Ю. А. ЕГОРОВ, О. Д. КОВРИГИН.

Сцинтилляционный метод измерения спектров быстрых нейтронов в последнее время получил широкое распространение, так как обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами. Безусловно, и по настоящее время, метод фотопластинок является наиболее трудоемким. Метод пропорциональных счетчиков и ионизационных камер менее точен и к тому же требует весьма сложной аппаратуры. Сцинтилляционный метод по точности является промежуточным, но требует не очень сложной аппаратуры, измерения производятся весьма быстро и обработка результатов не сложна.

В литературе [Л. 1, 2, 3, 4] описан целый ряд спектрометров, позволяющих измерить энергию быстрых нейтронов в диапазоне от 1,5 до 15 Мэв. Принцип действия таких спектрометров одинаков, и отличаются они лишь электронными схемами.

Наш сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов работает на таком же принципе, и работу его мы рассмотрим на блок-схеме прибора (рис. 1).

Коллимированный пучок быстрых нейтронов попадает на кристалл стильбена, смонтированный на головке фото-

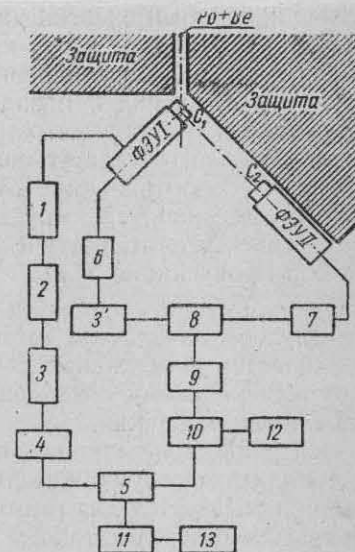


Рис. 1.

умножителя типа ФЭУ-19 (ФЭУ-I). Стилбен — водородосодержащий кристалл, и в нем под действием нейтронов образуются протоны отдачи, которые и вызывают в кристалле вспышки сцинтилляций. Величина этих вспышек пропорциональна энергии протонов отдачи, а следовательно, и энергии падающих нейтронов. Рассеянные нейтроны разлетаются в пределах передней полусферы из кристалла c_1 и некоторые из них попадают в кристалл стилбена c_2 , также смонтированный на фотоумножителе типа ФЭУ-19 (ФЭУ-II). Второй фотоумножитель смонтирован под углом 45° к направлению первичного пучка нейтронов, и следовательно, во второй кристалл попадают нейтроны, передавшие протонам отдачи в первом кристалле половину своей первоначальной энергии, так как $E_p = E_n \sin^2 \vartheta$, где E_p — энергия протона отдачи, E_n — энергия падающего нейтрона и ϑ — угол рассеяния нейтронов.

Импульс напряжения с эмиттера первого фотоумножителя, пропорциональный энергии рассеянного в кристалле стильбена нейтрона, поступает через катодный повторитель 1, кабель РК-3 (волновое сопротивление 77 ом) длиной 10 метров на согласующий каскад 2 и задерживается линией задержки с распределенными параметрами 3 на время 0,8 мксек. Согласующий каскад согласует волновое сопротивление кабеля с волновым сопротивлением линии задержки, которое равно 400 ом. Задержанный импульс усиливается широкополосным импульсным усилителем 4 с коэффициентом усиления 2000 и полосой пропускания 8 мГц.

Одновременно с анода фотумножителя (ФЭУ-1) снимается импульс для запуска схемы совпадений. Этот импульс ограничивается и через катодный повторитель 6 и кабель РК-3 поступает на схему совпадений 8, предварительно задержанной линией задержки.

Нейтроны, попавшие во второй кристалл c_2 , создают на выходе второго фотоумножителя импульс напряжения, который также используется для схемы совпадений. Этот импульс ограничивается и через катодный повторитель 7 и кабель РК-3 поступает на второй вход схемы совпадений 8. Схема совпадений собрана на кристаллических диодах ДГЦ-2 и работает с разрешающим временем $3 \cdot 10^{-8}$ сек. На рис. 2 показана принципиальная схема входного устройства спектрометра. Импульс совпадений усиливается усилителем 9 и запускает управляющий мультивибратор 10. Заметим, что для более четкого ограничения импульсов по амплитуде оба фотоумножителя работают

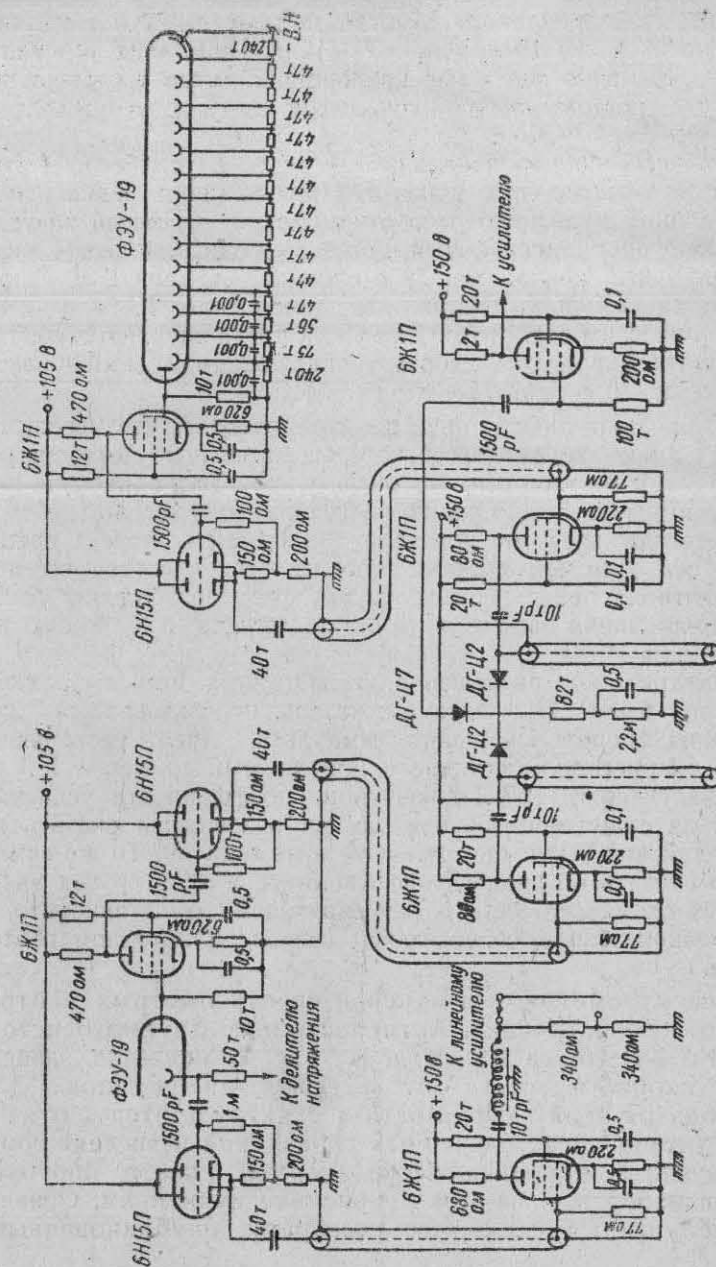


Рис. 2.

в режиме форсированного питания и дают импульсы напряжения на нагрузку 10 ком до 10 ÷ 12 в. При таких условиях питания возможно зарезание пропорционального импульса по амплитуде, поэтому пропорциональный импульс снимался с пятого эмиттера ФЭУ-1.

Усиленный пропорциональный импульс с усилителя 4 поступает на электронный ключ 5. При наличии совпадений управляющий мультивибратор открывает электронный ключ и пропускает пропорциональный импульс на одноканальный дифференциальный анализатор 11 с шириной канала 2 в. Регистрируются импульсы пересчетной схемой типа ПС-64 и электромеханическим счетчиком. Для учета числа случайных совпадений регистрировалась работа управляющего мультивибратора пересчетной схемой 12 тоже типа ПС-64.

Из описания работы спектрометра следует, что регистрируются лишь те импульсы, которые вызваны нейтронами, рассеянными на угол 45°, что очень удобно при обработке полученных результатов. Однако рассеянные на угол 45° нейтроны достигают второго кристалла в среднем через время $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Для компенсации этого времени пролета рассеянного нейтрона перед первым входом схемы совпадений была поставлена линия задержки (3') с задержкой $2 \cdot 10^{-8}$ сек. из кабеля типа РК-3.

Геометрическое разрешение спектрометра при выбранной геометрии было 22%. Фотоумножитель, использованный для получения пропорционального импульса, имел разрешение вместе с кристаллом стильбена при энергии примерно 1 Мэв (по γ -излучению) 12%. Флюктуации коэффициента усиления усилителя существенного влияния на разрешение оказать не могли, так как были много меньше этих величин. То же самое можно сказать об анализаторе амплитуд и всех других электронных схемах, то есть о регулирующем мультивибраторе, электронном ключе, согласующем каскаде и катодном повторителе.

На спектрометре был измерен спектр быстрых нейтронов $\text{Po} + \text{Be}$ источника. Активность используемого источника $\text{Po} + \text{Be}$ была 1,6 кюри. На рис. 3 показана зависимость скорости счета от установки анализатора. Для перехода от этой зависимости к спектру протонов отдачи было учтено число случайных совпадений и внесена соответствующая поправка. Исправленный спектр протонов отдачи изображен на том же рисунке пунктиром. Сравнивая полученный спектр со спектрами, опубликованными

в литературе, например в [Л.2], можно было шкалу установки анализатора заменить шкалой энергии протонов. Так и было сделано. При переходе от спектра протонов отдачи к спектру нейтронов масштаб по оси абсцисс был уменьшен вдвое, что следует из соотношения между энергией падающего нейтрона и протона отдачи: $E_p = E_n \cdot \sin^2 \theta$

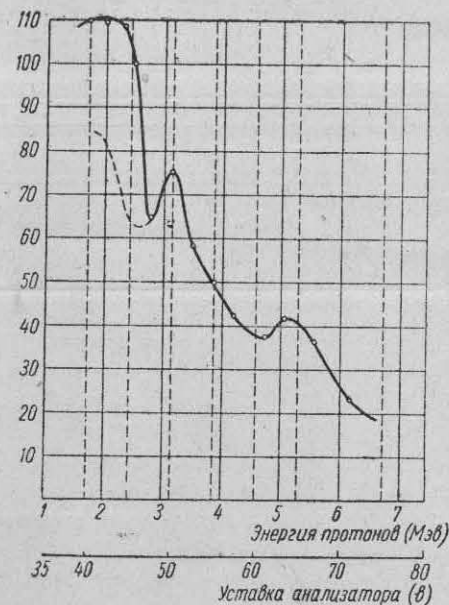


Рис. 3.

и при $\theta = 45^\circ$ $E_p = \frac{1}{2} E_n$. По оси ординат спектр нейтронов получился из спектра протонов умножением ординат на коэффициент $E' = (1 - e^{-\Sigma_1 d_1}) (1 - e^{-\Sigma_2 d_2})$, пропорциональный эффективности спектрометра, причем через Σ_1 и Σ_2 обозначены макроскопические сечения рассеяния нейтронов с энергией E_n в первом кристалле толщиной d_1 и с энергией E_p во втором кристалле толщиной d_2 , соответственно.

Спектр быстрых нейтронов $\text{Po} + \text{Be}$ источника, измеренный на нашем сцинтилляционном спектрометре, показан на рис. 4 и хорошо согласуется со спектрами, опубликованными в других работах.

Описанная выше модель спектрометра обладала рядом недостатков, на которых нельзя не остановиться. Во-первых, спектрометр не допускал измерения нейтронных спектров в присутствии γ -фона. Выше уже говорилось, что запускающий импульс с первого фотоумножителя задерживался перед поступлением на схему совпадений на $2 \cdot 10^{-8}$ сек., что меньше разрешающего времени схемы совпадений, которое равно $3 \cdot 10^{-8}$ сек. Следовательно, схема могла с успехом регистрировать γ -кванты.

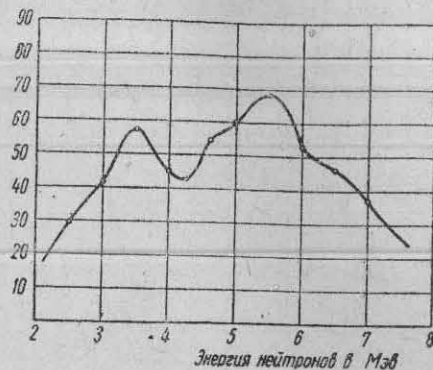


Рис. 4.

Во-вторых, эффективность спектрометра была очень малой. В-третьих, пролетное расстояние, то есть расстояние между первым и вторым кристаллами, было мало и не позволяло осуществлять дискриминацию по времени пролета. Первый и третий недостатки можно было устранить, увеличив пролетное расстояние, но это привело бы к еще меньшей эффективности, что в свою очередь сильно сказалось бы на качестве измерений.

Все эти недостатки были учтены и устранены во второй модели спектрометра, которая в настоящее время построена и испытывается.

В работе над спектрометром принимал участие студент МИФИ Борзенко В.

ЛИТЕРАТУРА

1. Beghian L., Allen R., Phys. Rev., 86, 1044, 1952.
2. Elliot Y. O., Rhys. Rev, 93, 1348, 1953.
3. Chagnon P., Rev. Scient. Inst, 24, 656, 1953.
4. Draper Y., Rev. Scient. Inst, 25, 558, 1953.

ДОЗИМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Ю. А. ЕГОРОВ, Р. Е. ХВОСТИОНОК.

При взаимодействии быстрых нейтронов с биологической тканью в последней происходят ядерные реакции типа (n, p) и (n, γ) , и рожденные в результате этих реакций протоны и γ -кванты непосредственно причиняют биологический вред ткани.

Количество выделившейся в результате таких взаимодействий энергии в единице объема биологической ткани или доза быстрых нейтронов без учета биологической эффективности могут быть рассчитаны по формуле:

$$D = \frac{N_0 \sum_k \sum_i f_i \sigma_{ik} n_i E_k \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600 \cdot t}{84} \text{ ф.э.р.}, \quad (1)$$

где: N_0 — поток быстрых нейтронов на поверхности биологической ткани;

E_k — энергия нейтронов в Мэв;

f_i — доля энергии нейтрона, переданная ядру отдачи типа i или же в реакции типа i ;

σ_{ik} — эффективное сечение взаимодействия типа i для нейтрона с энергией E_k ;

n_i — концентрация атомов типа i в биологической ткани;

$1,6 \cdot 10^{-6}$ — коэффициент перехода от энергии, выраженной в Мэв, к энергии в эргах;

t — время в часах;

3600 — число секунд в 1 часе.

Введение в эту формулу коэффициента биологической эффективности нельзя считать верным, так как понятие дозы не предусматривает учета биологической эффективности. При рассмотрении же предельно-допустимой дозы, очевидно, биологическую эффективность можно учесть, задавая предельно-допустимую дозу не в физических эквивалентах рентгена, а в биологических эквивалентах рентгена.

Тогда для быстрых нейтронов, точно так же, как и для γ -излучения, доза определится как количество поглощенной энергии в единице объема среды и, в частности, в единице объема биологической ткани, и величина дозы может быть рассчитана по формуле (1).

Очевидно, что для измерения дозы быстрых нейтронов в измерительном устройстве, то есть в датчике дозиметра, должны происходить такие же процессы, как и в биологической ткани. Однако наибольший вклад в дозу быстрых нейтронов обусловлен взаимодействием быстрых нейтронов с ядрами водорода, то есть упругим рассеянием быстрых нейтронов на протонах. Расчеты приводят к следующим данным:

Ядро отдачи	Вклад в дозу, %
H	93
C	0,23
N	0,308
O	4,5
P	0,078
S	0,0087

В этой таблице приведен расчет вклада в дозу, сделанный по формуле (1) для энергии 5 Мэв. Расчеты для ряда других значений энергии быстрых нейтронов показали, что вклад в дозу мало изменяется для всего диапазона энергий быстрых нейтронов от 0,5 до 15 Мэв. Таким образом, видно, что 93—95% энергии поглощается в результате взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами водорода.

Очевидно, что если в датчике измерительного прибора содержится в 1 см³ такое же количество атомов водорода, как и в биологической ткани, и, если плотность вещества датчика такая же, как и у биологической ткани, то датчик будет поглощать в 1 см³ на 5 ÷ 7% меньше энергии быстрых нейтронов, чем биологическая ткань, то есть с точностью до 5 ÷ 7% будет являться дозиметром быстрых нейтронов.

В настоящей работе в качестве такого прибора предлагается дозиметр с датчиком из жидкого люминофора. Для выбора лучшего люминофора и оптимальных условий его использова-

ния был поставлен ряд экспериментов, о которых сообщается ниже.

Для проведения исследования жидких люминофоров был собран прибор по блок-схеме, представленной на рис. 1. Эта же блок-схема впоследствии была применена для самого дозиметра быстрых нейтронов. На рис. 1 приняты следующие обозначения: 1 — жидкий люминофор в кювете, 2 — фотоумножитель типа ФЭУ-19 с делителем, 3 — высоковольтный источник стабилизированного питания для фотоумножителя, 4 — усилитель постоянного тока, собранный по мостовой схеме, 5 — микроамперметр-индикатор схемы, 6 — питание усилителя постоянного тока.

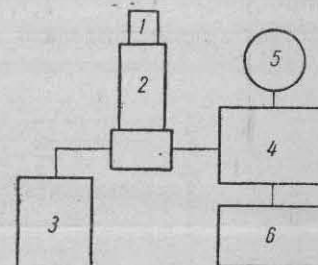


Рис. 1.

Из всех существующих жидких сцинтилляторов для дозиметра быстрых нейтронов необходимо было отобрать наиболее эффективные, то есть люминофоры, которые дают наибольший световой выход при облучении их быстрыми нейтронами. С этой целью был исследован целый ряд жидких сцинтилляторов.

Условия опыта были следующие.

Люминофор помещался в стеклянную кювету цилиндрической формы с отражающей поверхностью. Диаметр кюветы равен диаметру фотоумножителя (40 мм), объем люминофора равен 5 см³, то есть толщина слоя люминофора $h = 4,5$ см.

Вспышки сцинтилляции, вызванные нейтронами и γ -излучением $Ra(\alpha) + Be$, улавливались фотоумножителем, и средний ток его измерялся микроамперметром.

Наибольший световой выход при этом дали растворы терфенила в ксилоле (5 г на 1 л), дифенилбутадиена в ксилоле (1,5 г на 1 л), антралиновой кислоты в ксилоле (3 г на 1 л ксилола) и β -нафтиламина в ксилоле (2,5 г на 1 л ксилола). Однако антралиновая кислота плохо растворяется, и осадок нарушает стабильность измерений. Нагревая раствор, можно растворить осадок, но после нагрева раствор перестает быть сцинтиллятором.

Всего было исследовано восемнадцать люминофоров, однако остальные люминофоры дали менее хорошие результаты, и мы их не приводим. Наши данные весьма хорошо совпали

с данными работы [Л. 1], где приведен обширный список жидких люминофоров.

С несколькими люминофорами были поставлены опыты для определения оптимальной концентрации молекул люминофора в растворителе, для этого облучению нейтронами источника $Po + Be$ были подвергнуты растворы: дифенилбутадиена в ксилоле, β -нафтиламина в ксилоле, α -нафтиламина в ксилоле, α -нафтиламина в диоксане, каждый из которых был приготовлен в следующих концентрациях: 0,5 г; 1 г; 2,5 г; 5 г; 7,5 г; 10 г — флюоресцирующего вещества на 1 л раствора.

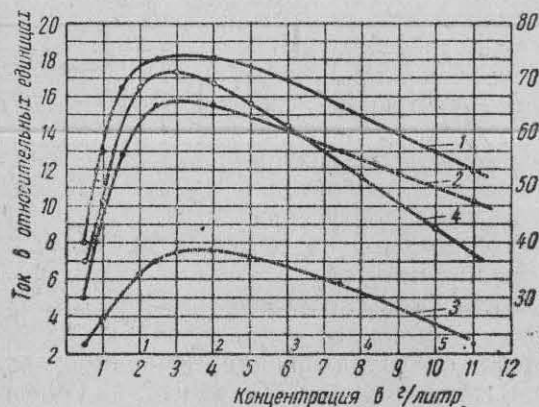


Рис. 2.

Во всех опытах слой люминофора брался толщиной 30 мм, и ток фотоумножителя усиливался усилителем постоянного тока с коэффициентом усиления 1500.

Результаты опыта показаны на рис. 2. (Кривая 1 — раствор β -нафтиламина в ксилоле, кривая 2 — раствор α -нафтиламина в ксилоле, кривая 3 — раствор α -нафтиламина в диоксане и кривая 4 — раствор дифенилбутадиена в ксилоле, причем значение тока в относительных единицах отложено по правой шкале, а значение концентрации — по верхней шкале).

Из рис. 2 видно, что наибольшая интенсивность соответствует определенной концентрации люминофора, так как для кривых характерно постепенное возрастание с увеличением концентрации, затем достигается максимум и, наконец, спад.

Результаты опытов весьма точно совпадают с данными работы [Л. 1] и приведенным там объяснением.

Выбрав оптимальную концентрацию молекул люминофора, необходимо было определить оптимальную толщину слоя люминофора. Для этого в ту же кювету при оптимальной концентрации молекул люминесцирующего вещества наливался слой сцинтиллятора различной высоты.

При изменении толщины слоя люминофора источник $Po + Be$ отодвигался на такое же расстояние, на сколько увеличивалась толщина слоя люминофора с тем, чтобы оставалось постоянным число нейтронов, падающих на поверхность люминофора.

Результаты опыта приведены на рис. 3.

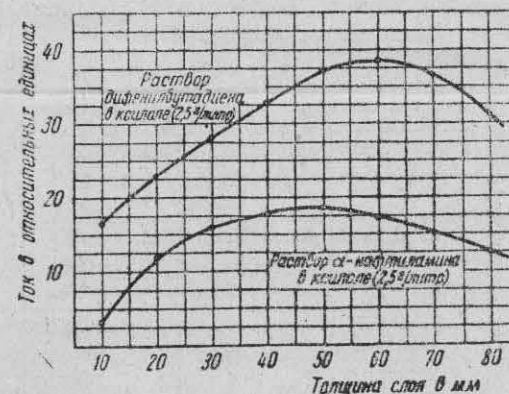


Рис. 3.

Как видно из рисунка, вначале интенсивность свечения возрастает, затем наступает максимум и, наконец, спад. Увеличение интенсивности света с увеличением толщины слоя люминофора объясняется тем, что все больше и больше энергии быстрых нейтронов поглощается в люминофоре, а уменьшение интенсивности свечения показывает, что поглощение световых вспышек преобладает над увеличением поглощения энергии от внешнего излучения.

Результаты с достаточной точностью совпадают с данными работы [Л. 1].

Для наиболее эффективных люминофоров оптимальная концентрация молекул люминофора в растворителе и оптимальная толщина слоя оказались следующими:

Люминофор	Концентрация, г/л	Высота слоя, мм
Терфенил в ксилоле	5	45
Дифенилбутадиев в ксилоле	1,5	60
β -нафтиламин в ксилоле	2,5	50

Исследование зависимости световых люминофоров от мощности физической дозы γ -излучения и от числа быстрых нейтронов было проведено с источниками: Ra, Co^{60} , $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$ и $\text{Po} + \text{Be}$ в следующих опытах.

Опыт I. Раствор антралиновой кислоты в ксилоле облучался γ -излучением Co^{60} активностью 111,5 мэкв Ra.

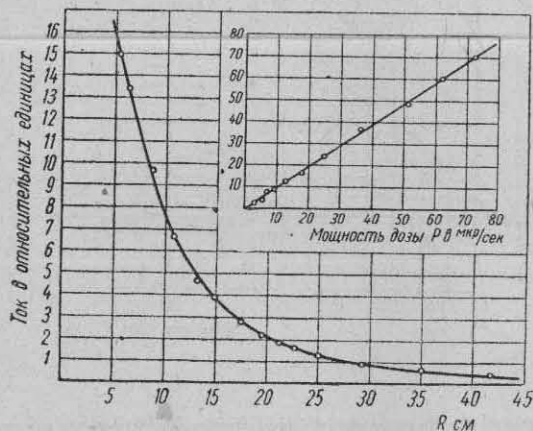


Рис. 4.

Результаты опыта представлены на рис. 4 и 5. Характер спада кривой рис. 4* показывает, что ток, а следовательно, и световых люминофора изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния между люминофором и источником. На рис. 5 показана зависимость тока в относительных единицах от мощности дозы γ -излучения. Видно, что зависимость

* Если на рисунке, помещенном на поле основного рисунка, не указаны единицы измерения по оси ординат, то они те же, что и на основном рисунке.

строгая прямая, и коэффициент усиления усилителя постоянного тока, равный 1500, обеспечивает измерение мощности дозы 0,5 мкр/сек.



Рис. 5.

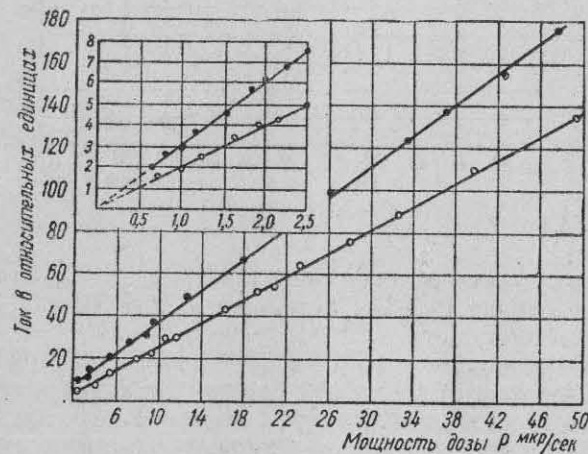


Рис. 6.

Опыт II. Раствор β -нафтиламина в ксилоле облучался γ -излучением Co^{60} активностью 111,5 мэкв Ra, Ra, активностью 100 мэкв Ra и быстрыми нейтронами источника $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$, активностью 100 мэкв Ra. Результаты опытов (рис. 6) показали, что для одной и той же мощности дозы по γ -излучению Ra, Co^{60} или $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$ ток оказался больше для источника $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$. Очевидно, что это прираще-

шение тока обусловлено быстрыми нейтронами источника $Ra(\alpha) + Be$, прямые же для Co^{60} и Ra совпали. Видно также, что зависимость тока от мощности дозы γ -излучения и числа нейтронов также прямолинейна (прямолинейность сохраняется вплоть до 300 мкр/сек), причем люминофор позволяет измерить с достаточной точностью мощность дозы 0,5 — 1 мкр/сек.

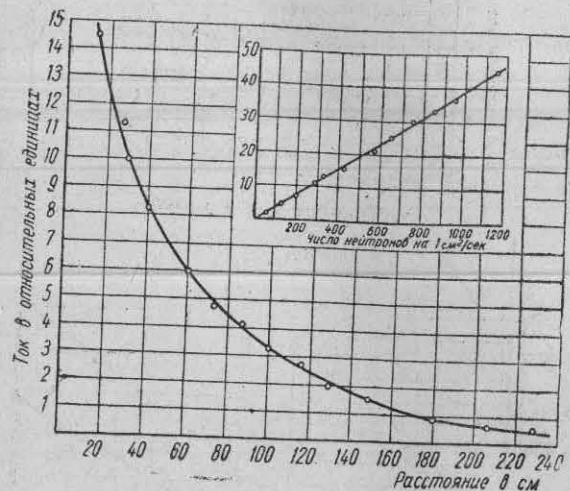


Рис. 7.

Опыт III. Раствор терфенила в ксилоле облучался нейтронами источника $Po + Be$, активностью 258 мкюри. При изменении расстояния от люминофора до источника ток изменялся обратно пропорционально квадрату этого расстояния. Зависимость же тока от числа нейтронов, падающих на люминофор, строго прямолинейна, причем люминофор с тем же усилителем постоянного тока дает возможность измерить до двадцати нейтронов на 1 см²/сек (рис. 7).

Опыт IV. Раствор дифенилбутадиена в ксилоле облучался γ -излучением Ra и нейтронами источников $Ra(\alpha) + Be$ и $Po + Be$. На рис. 8 показана зависимость тока в относительных единицах от расстояния между люминофором и источником $Po + Be$. Видно, что зависимость строго следует закону $1/R^2$. На рис. 9 показана зависимость тока в относительных единицах от квадрата расстояния между источником и люминофором. Нижняя кривая относится к

случаю облучения Ra и верхняя кривая — $Ra(\alpha) + Be$. Очевидно превышение обусловлено быстрыми нейтронами источника $Ra(\alpha) + Be$. Закон $1/R^2$ сохраняется.

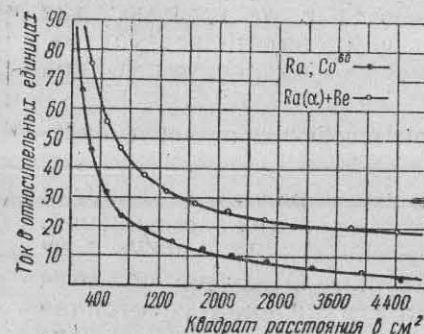


Рис. 8.

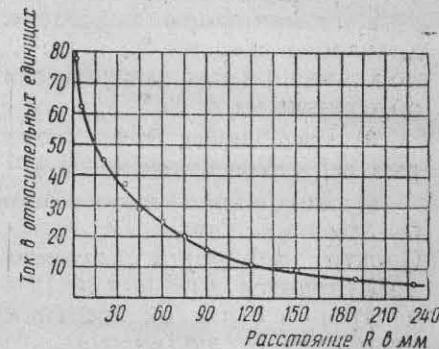


Рис. 9.

Опыт V. Раствор трех граммов дифенила в одном литре ксилола дает очень малый по сравнению с другими растворами интегральный ток при облучении γ -излучением и почти совсем не реагирует на быстрые нейтроны. На рис. 10

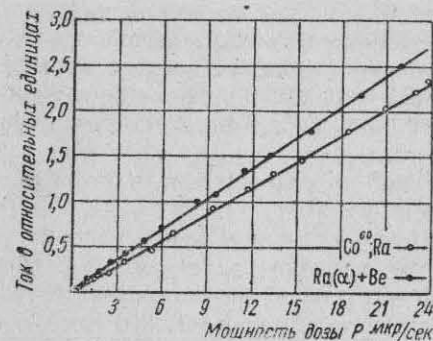


Рис. 10.

показана зависимость тока в относительных единицах от мощности дозы γ -излучения для Co^{60} и Ra , и источника $Ra(\alpha) + Be$. Видно, что прямые идут очень близко одна от другой.

Таким образом, приведенные выше результаты опытов показали:

1) зависимость световыхода люминофоров от мощности дозы γ -излучения прямолинейна;

2) люминофоры не имеют „хода с жесткостью“ для диапазона энергий Ra и Co^{60} , о чем свидетельствует наложение прямых зависимости тока от мощности дозы при облучении Ra и Co^{60} ;

3) зависимость световыхода люминофоров от числа быстрых нейтронов прямолинейна;

4) световыход люминофоров пропорционален энергии быстрых нейтронов. Это ясно из следующих соображений. Спектр нейтронов источников $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$ или $\text{Po} + \text{Be}$ простирается до энергий $12 \div 16 \text{ Мэв}$. Очевидно, что доля нейтронов с данной энергией при изменении расстояния источника от люминофора не меняется, и зависимость тока от числа нейтронов остается прямолинейной.

Эти выводы позволяют сделать заключение, что приведенные люминофоры могут измерять количество поглощенной в них энергии γ -излучения или быстрых нейтронов.

Однако для того, чтобы прибор мог измерять количество энергии, поглощенной в 1 см^3 биологической ткани, как говорилось выше, концентрация атомов водорода в люминофоре должна совпадать, хотя бы по порядку величины, с концентрацией атомов водорода в биологической ткани.

Количество водорода в биологической ткани, как известно, равно $6,6 \cdot 10^{23} \text{ атомов/г}$, количество же атомов водорода в растворах терфенил+ксилол и дифенилбутadiен+ксилол равно, примерно, 10^{23} атомов/г . Как видно эти цифры совпадают по порядку величины.

Примерно равной оказывается и плотность люминофора с плотностью ткани.

Таким образом, поставленное выше условие удовлетворяется с точностью, как показал расчет, до $12 \div 15\%$; люминофоры ксилол+терфенил и ксилол+дифенилбутadiен с фотумножителем и усилителем постоянного тока, то есть прибор, собранный по блок-схеме рис. 1, является дозиметром быстрых нейтронов, измеряющим мощность дозы быстрых нейтронов с точностью до $12 \div 15\%$. Заметим, что в действительности точность будет лучше, так как наличие углерода в ксилоле также внесет свою долю в дозу и так как углерода в ксилоле больше, чем в биологической ткани, то этот излишек компенсирует недостаток водорода. Точно подобную компенсацию

учесть трудно, но прикидочный расчет показывает, что неточность будет скомпенсирована до $8-10\%$.

Важно, очевидно, знать эффективность прибора при регистрации быстрых нейтронов. Эффективность была нами рассчитана и результат проверен экспериментально.

Так как во всех опытах использовались источники $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$ или $\text{Po} + \text{Be}$, которые имеют практически одинаковые спектры нейтронов, простирающиеся от тепловой энергии до энергии 16 Мэв , то эффективность прибора определялась расчетным путем для их спектров нейтронов. Спектр разбивается на отдельные участки, для которых принимается средняя энергия и подсчитывается число нейтронов с этой энергией.

Число рассеянных нейтронов определяется по формуле:

$$N = \sum_i N_{0i} (1 - e^{-\Sigma_i \cdot d}), \quad (2)$$

где: $\Sigma_i = \sigma_i n_i$ — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов с энергией E_i на ядрах водорода;

d — толщина люминофора (в нашем случае $1,1 \text{ см}$);

n_i — число атомов водорода в 1 см^3 ;

N_{0i} — число нейтронов, падающих на 1 см^2 поверхности люминофора с энергией E_i .

Расчет показал, что эффективность равна примерно 10% . Эксперимент дал для эффективности значение, равное $8,8\%$; что хорошо совпадает с расчетным значением.

Выше уже говорилось, и из ряда опытов это видно, что люминофоры одинаково чувствительны к быстрым нейтронам и γ -излучению. Казалось бы, что такое положение должно свести на нет достоинства данного метода измерения мощности дозы быстрых нейтронов, так как нейтронные поля почти всегда сопровождаются γ -полями. Однако можно предложить два простых метода, которые исключают полностью данный недостаток.

Первый метод состоит в следующем. Дозиметр быстрых нейтронов градуируется отдельно по γ -излучению, например с помощью Ra, и отдельно по быстрым нейтронам, например с помощью $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$ или $\text{Po} + \text{Be}$, так что в итоге мы имеем две прямые. Теперь, пусть нам надо измерить мощность дозы быстрых нейтронов в поле γ -излучения в данной точке. Для этого с помощью любого γ -дозиметра мы измеряем мощность дозы γ -излучения, по нашей градуировочной прямой определяем величину тока в дози-

метре быстрых нейтронов, соответствующую данной мощности дозы γ -излучения. Далее с помощью дозиметра быстрых нейтронов определяем суммарную мощность дозы, исключаем из показания прибора ток, соответствующий γ -излучению, и по полученной разности определяем мощность дозы быстрых нейтронов по второй градуировочной прямой.

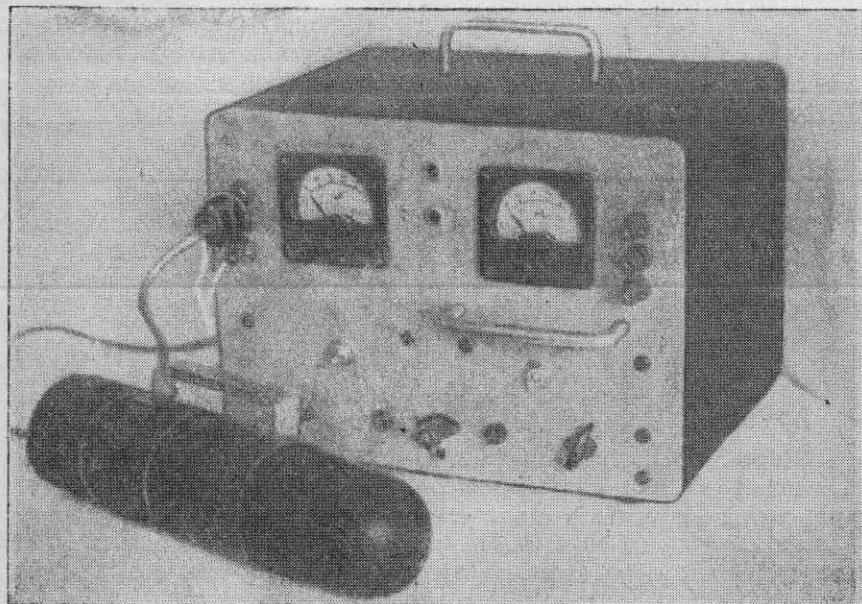


Рис. 11.

Второй метод состоит в том, что вместо γ -дозиметра применяется люминофор, практически нечувствительный к быстрым нейтронам, например раствор дифенила в ксилоле (3 грамма дифенила в 1 литре ксилола), и в дальнейшем этот метод не отличается от первого. Для осуществления этого метода необходимо иметь две кюветы, которые по очереди надеваются на фотоумножитель. Однако величина тока фотоумножителя сильно зависит от качества оптического контакта между люминофором и фотокатодом фотоумножителя, следовательно, целесообразно не снимать кюветы с фотоумножителя в процессе измерений, и поэтому, на наш взгляд, наиболее приемлемым является первый метод.

Построенный по блок-схеме, указанной на рис. 1, прибор имеет вид, показанный на рис. 11. Прибор состоит из двух частей: выносного блока, где смонтированы фотоумножитель со сферической кюветой для люминофора (рис. 12) и делителя, и усилителя постоянного тока, собранного на одном шасси со стабилизированным высоковольтным источником питания для фотоумножителя.

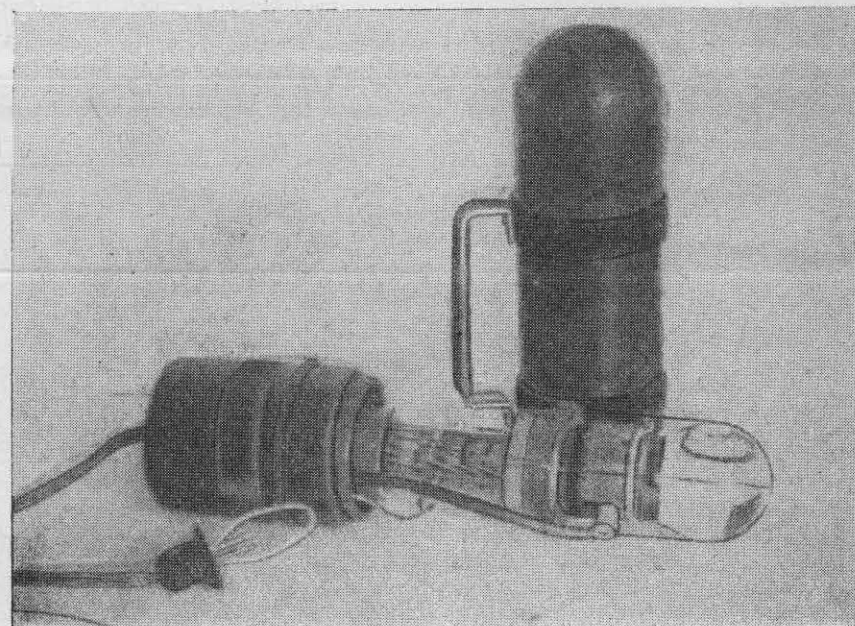


Рис. 12.

Сферическая кювета наполнена раствором дифенилбутана в ксилоле и с помощью специального уплотнения наглухо прикреплена к головке фотоумножителя, причем люминофор непосредственно соприкасается с головкой фотоумножителя, что обеспечивает наилучший световой контакт. Фотоумножитель с кюветой помещаются в светонепроницаемый кожух.

Шасси (рис. 13) с высоковольтным усилителем, стабилизатором и усилителем постоянного тока помещено в кожух размерами $330 \times 230 \times 240$ см³. На передней панели кожуха по-

мещены два микроамперметра — один для измерения высокого напряжения питания ФЭУ-19, другой для измерения мощности физической дозы. Здесь же помещены ручки для установки нуля в усилителе постоянного тока; тумблер, изменяющий чувствительность прибора; тумблер, позволяющий выключить щитовой прибор и включить дополнительный прибор

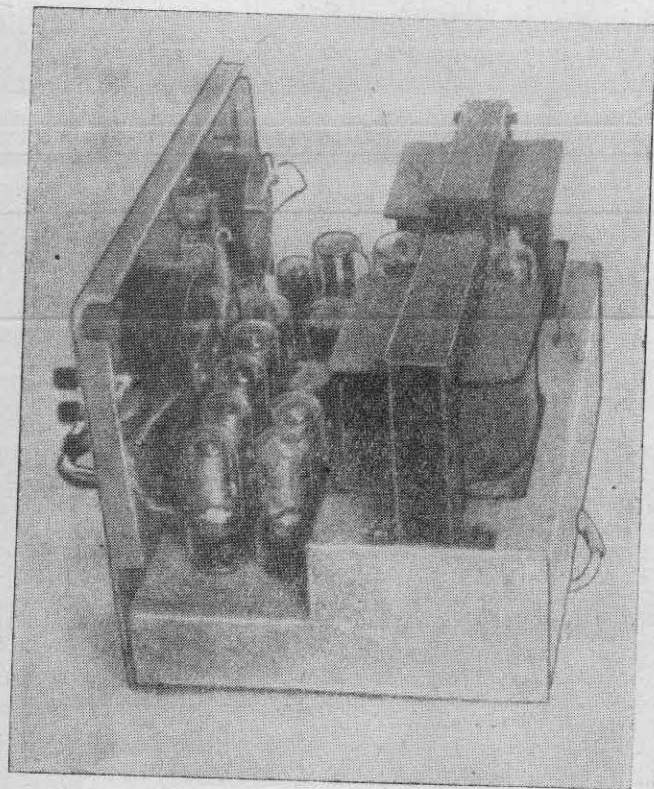


Рис. 13.

с большей шкалой для более точного отсчета величины мощности физической дозы, сетевые тумблеры и гнезда для подключения выносного блока и дополнительного измерительного прибора.

Выносной блок с прибором соединяется двухпроводным кабелем в экранирующей оплетке длиной 4 м.

Вес прибора вместе с выносным блоком 8 кг. Градуировка по γ -излучению производится с помощью Ra, а градуировка по быстрым нейтронам производится с помощью источника Po+Be.

Градуировка прибора по быстрым нейтронам была произведена пересчетом от числа нейтронов к *мкфэр/сек* по формуле (1). Однако 50 быстрых нейтронов на 1 см^2 не дают значения $0,25 \text{ мкфэр/сек}$, но меньше — $0,17 \text{ мкфэр/сек}$. Очевидно, такое расхождение можно объяснить многократным рассеянием быстрых нейтронов в биологической ткани, которое не учитывается в используемой формуле.

Безусловно, предельно-допустимая мощность дозы быстрых нейтронов равна $0,25 \text{ мкфэр/сек}$ для шестичасового рабочего дня, и возможно, что такую мощность дозы и создают 50 быстрых нейтронов на 1 см^2 в *сек*, но с учетом многократного рассеяния.

Учет многократного рассеяния быстрых нейтронов не предоставляется возможным в настоящее время. Поэтому при градуировке нами было принято, что 50 быстрых нейтронов на 1 см^2 в *сек* со спектром Po+Be или $\text{Ra}(\alpha) + \text{Be}$ источников создают мощность дозы $0,25 \text{ мкфэр/сек}$.

В заключение необходимо указать, что в настоящее время дозиметр быстрых нейтронов проходит производственные испытания.

Считаем также своим долгом отметить, что в работе над прибором принимали участие студенты Московского Инженерно-физического института гг. В. Авданина, В. Аверченков, Г. Сахарова, В. Сморгчов и Ю. Шаров, которым авторы выражают свою благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

Falc C., Poss H., Phys. Rev., 83, 176, 1951.

БЕТА-СПЕКТРОМЕТР С ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ЛИНЗОЙ

Е. Л. СТОЛЯРОВА, В. Ф. БАРАНОВ.

Магнитные β -спектрометры нашли в настоящее время широкое применение в экспериментальной физике.

Представляется желательным наглядно ознакомить студентов с методикой работы на этих приборах.

Нами была сделана попытка сконструировать и построить прибор, достаточно простой в изготовлении, потребляющий небольшую мощность и имеющий удовлетворительные светосилу и разрешение, для использования его с учебной целью.

Анализ электронов по энергиям и их фокусировка осуществляется в нашем β -спектрометре продольным аксиально-симметричным магнитным полем, создаваемым тонкой бронированной линзой. Линза представляет собой катушку, состоящую из 750 витков медного изолированного провода, заключенную в панцырь из мягкого железа. Внутренний диаметр линзы 50 мм, толщина линзы 60 мм. При токе 4,5 а и фокусном расстоянии 177,5 мм линза позволяет анализировать электроны с максимальной энергией 800 кэв.

Как известно, наибольшая интенсивность в максимуме спектральной линии при данной разрешающей способности получается в том случае, если окошко имеет размеры изображения источника:

$$W = MS, \quad \text{а} \quad \frac{D_2}{D_1} = \sqrt{2}, \quad (1)$$

где: W — радиус выходного окошка;

S — радиус источника;

D_1 и D_2 — внутренний и внешний диаметры кольцевого отверстия диафрагмы (сферической абберацией в данном случае пренебрегаем);

M — увеличение.

В работе [Л. 1] показано, что при этих условиях базисное уширение γ_0 равно:

$$\gamma_0 = \frac{\Delta p}{p} = 3,3 \frac{M}{\alpha^2} \sqrt{\frac{L}{l^2}}, \quad (2)$$

где: Δp — ширина линии для ординаты равной нулю;

p — импульс электрона;

α — средний угол вылета;

l — расстояние от источника до выходного окошка;

$L = \omega \sigma$ — светосила (σ — площадь источника, ω — относительный телесный угол).

Если потери в светосиле не очень существенны (активность источника достаточно велика), то авторы предполагают выбрать $M=1$. В работе [Л. 2] показано, что в отсутствии сферической абберации, то есть для узких диафрагм, разрешающая способность определяется следующей формулой:

$$\frac{1}{D} = \frac{\Delta H \rho}{H \rho} = \frac{1}{2} \frac{f_0}{d} \left(\frac{S}{d_1} + \frac{W}{d_2} \right), \quad (3)$$

где: S — радиус источника;

W — радиус окошка счетчика;

d — средний диаметр кольцевого отверстия центральной диафрагмы;

d_1 — расстояние от источника до центральной диафрагмы;

d_2 — расстояние от окошка счетчика до центральной диафрагмы;

f_0 — фокусное расстояние линзы.

Если $d_1 = d_2$, то формула (3) переходит в

$$\frac{1}{D} = \frac{\Delta H \rho}{H \rho} = \frac{S+W}{4d}. \quad (4)$$

Принципиальная схема прибора представлена на рис. 1. Как видно из чертежа, нами была выбрана симметричная система расположения источника и входного окошка счетчика относительно средней плоскости линзы, то есть

$$d_1 = d_2 = 2f_0.$$

Следовательно, в нашем случае $M=1$.

Расстояние между плоскостью источника S и плоскостью входного окна счетчика W равно 710 мм. Система диафрагм вырезает конический пучок электронов с углами раскрытия при вершине

$$\varphi_{\min} = 4^\circ 1' \text{ и } \varphi_{\max} = 5^\circ 56'.$$

Заданные углы расходимости пучка определяются внутренним и внешним диаметрами отверстия кольцевой диафрагмы, расположенной в средней плоскости линзы. В нашем случае внешний диаметр отверстия кольцевой диафрагмы равен 37 мм и внутренний диаметр диафрагмы равен 25 мм.

При данных геометрических размерах системы в приборе используется $3,3 \cdot 10^{-4}$ полного телесного угла.

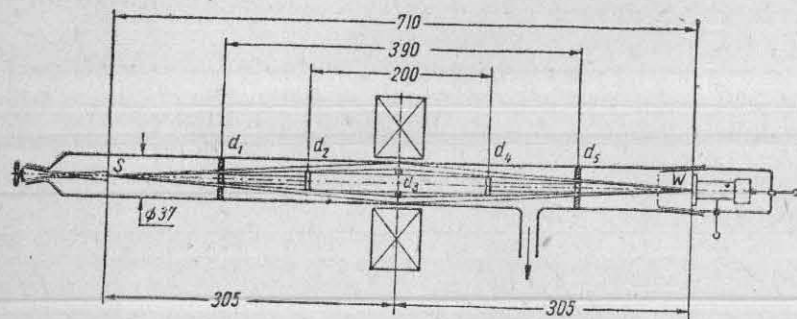


Рис. 1.

В нашем приборе источник имел диаметр 4 мм, диаметр окошка счетчика 5 мм. В этом случае разрешающая способность прибора, вычисленная по формуле (4)

$$\delta = \frac{1}{D} 100\% = 3,6\%.$$

Держатель источника, детектор и система диафрагм заключены в вакуумную камеру. Камера представляет собой полый цилиндр, изготовленный из молибденового стекла.

Внешний диаметр камеры 42 мм, внутренний — 37 мм. Внутри камеры соосно с ней расположена система кольцевых алюминиевых диафрагм. Диафрагмы связаны между собой массивным латунным стержнем, служащим для поглощения γ -излучения источника. Конструкция допускает как перемещение всей системы диафрагм вдоль оси камеры, так и параллельное смещение системы диафрагм относительно оси камеры.

Камера находится под непрерывной откачкой. Вакуум порядка 10^{-3} мм Нг обеспечивается форвакуумным насосом ВН—461 М. Более высокий вакуум $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм Нг создается двухступенчатым фракционирующим стеклянным масляным диффузионным насосом. Насос соединен с вакуумной камерой шлифом.

Измерение вакуума до 10^{-3} мм Нг производится при помощи вакуум-метра ВТ-2 с лампой ЛТ-2. Вакуум свыше 10^{-3} мм Нг измеряется вакуум-метром ВИ-3 с лампой ЛМ-2 (рис. 2). Детектором электронов служит торцовый счетчик типа Т-20. Счетчик диафрагмирован. Диаметр диафрагмы 5 мм. Толщина слюдяного окошка в разных экземплярах счетчиков колеблется от 1,5 до 2,3 мг/см², что позволяет регистрировать электроны с энергией не менее 30 ÷ 40 кэв. Счетчик укреплен

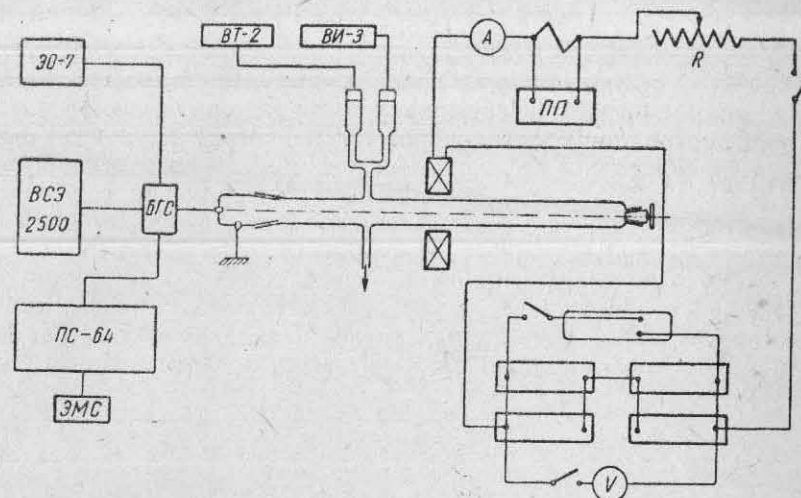


Рис. 2.

в счетчиковой камере, представляющей собой стеклянную гильзу с коническим шлифом. При помощи шлифа счетчиковая камера соединяется вакуумно плотно с камерой спектрометра. Кроме того шлиф обеспечивает достаточно точное центрирование входного окошка счетчика на оптической оси спектрометра. Напряжение к счетчику подводится через молибденовые вводы. Плюс высокого напряжения подается на нить счетчика. Корпус счетчика заземлен. Счетчик питается выпрямителем ВСЭ-2500. Оптимальное напряжение на счетчике порядка 1150—1200 в, плато 100 в. Импульсы со счетчика подаются на выносной блок БГС и далее на пересчетный прибор ПС-64 и электромеханический счетчик. Величина и форма импульсов контролируются осциллографом, подсоединенным к сетке лампы 6Ж7, выносного блока (рис. 2). Алюминиевый держатель источника укреплен на вакуумном шлифе. Такая кон-

струкция обеспечивает легкую смену источника и достаточно точное центрирование источника на оптической оси.

Источником питания линзы служат аккумуляторные батареи с емкостью 90 ачас. Применение в качестве источника аккумуляторных батарей обеспечивает высокую стабилизацию тока при работе спектрометра. Регулировка тока линзы осуществляется с помощью движковых реостатов. Ток измеряется с помощью потенциометра типа ПП. Потенциометр обеспечивает измерение тока с точностью 0,2%. Мощность, потребляемая линзой при токе 4,5 а, составляет 57 вт.

Юстировка спектрометра весьма критична. Необходимо выдерживать по возможности более точное совпадение оси магнитного поля линзы с осью вакуумной камеры. Конструкция спектрометра допускает поворот линзы вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, перемещение линзы вдоль оси камеры и параллельное смещение камеры относительно оси магнитного поля линзы. Юстировка спектрометра производилась методом последовательных приближений. Как известно, магнитный спектрометр измеряет непосредственно не энергию электрона, а его импульс. В β -спектрометрии импульс электрона обычно определяется по величине $H\rho$. В спектрометрах с тонкой линзой импульс электрона связан с током в линзе соотношением

$$\frac{1}{f} = \frac{AI^2}{p^2}, \quad (5)$$

где: f — фокусное расстояние линзы;

I — ток в линзе;

p — импульс электрона в единицах $H\rho$;

A — постоянная, зависящая от конструкции катушки.

Как следует из формулы (5), импульс электрона прямо пропорционален току в линзе спектрометра. Величина $H\rho$ непосредственно связана с кинетической энергией электрона E выражением:

$$E = m_0 c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{e}{m_0 c^2} \right)^2 (H\rho)^2} - 1 \right].$$

Градуировка спектрометра производилась по β -спектру W^{185} и K -линии спектра конверсионных электронов Hg^{203} . Связь между импульсом электрона и током в линзе в нашем спектрометре выражается соотношением

$$H\rho = 759,2 I, \quad (6)$$

$H\rho$ — в эрстед·см, I — в а.

С помощью описанного выше прибора был снят β -спектр W^{185} и спектр конверсионных электронов Hg^{203} .

По исследованиям ряда авторов W^{185} является чистым электронным излучателем с простым β -спектром с граничной энергией около 430 кэв [Л.3]. Период полураспада оценивается в 73,2 дня. Приборный спектр начинается с энергий 30 кэв, что соответствует окошку счетчика толщиной 2,3 мг/см² (рис. 3).

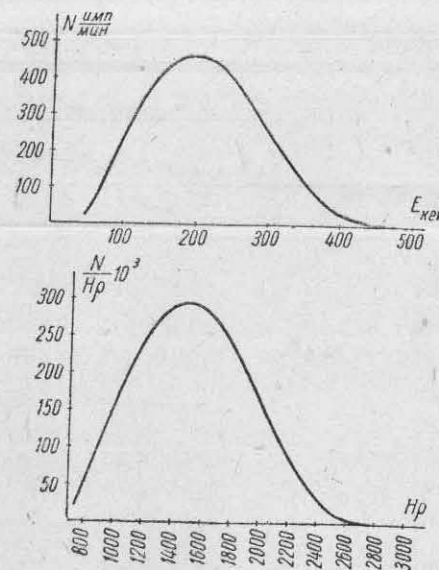


Рис. 3.

На рис. 4 представлен график Ферми для β -спектра W^{185} , построенный на основе обработки приборного спектра, начиная с энергии 250 кэв. График Ферми прямолинеен в жесткой области спектра и дает граничную энергию электронов 445 кэв.

Распад Hg^{203} сопровождается γ -излучением с энергией 280 кэв [Л.4]. Период полураспада равен 48 дням.

В снятом нами спектре Hg^{203} обнаружена хорошо разрешенная K -линия конверсионных электронов. L и M линии не разрешены, вследствие большой толщины источника. По K -линии производилась градуировка спектрометра и ее энергия принята в 195 кэв. Энергия неразре-

шенной $L + M$ линии по нашим измерениям равна 276 кэв. (По литературным данным энергия L линии равна 265 кэв и M линии 276 кэв.) Спектр конверсионных электронов

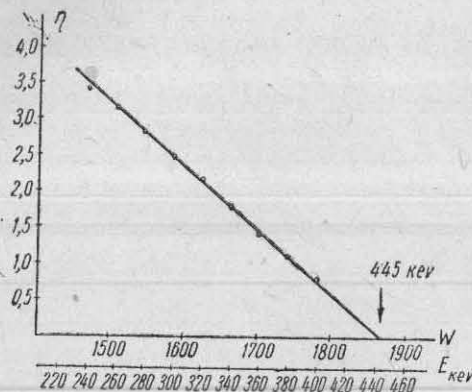


Рис. 4.

представлен на рис. 5. Разрешающая способность спектрометра, определенная по ширине K -линии на половине высоты, оказалась равной 10%. Следует ожидать, что

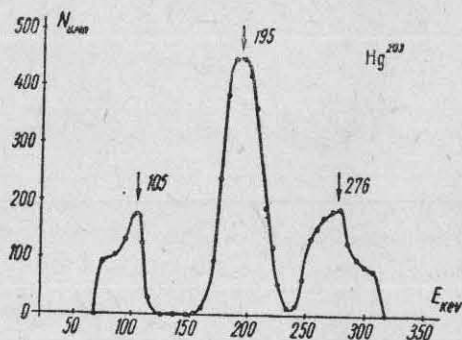


Рис. 5.

с тонким источником можно получить расчетную разрешающую способность прибора, равную 3,6%. Помимо K и $L + M$ линий, принадлежащих Hg^{203} , в спектре конверсионных электронов обнаружена линия с энергией 105 кэв, относящаяся к загрязнениям.

В заключение следует отметить, что данный прибор может быть применен для предварительных исследований излучения радиоактивных источников средних энергий. Стоимость прибора очень невелика, установка оборудована стандартными приборами. Постройка и эксплуатация подобного спектрометра доступна любой учебной лаборатории. Длительная эксплуатация прибора показала, что он прост и надежен в работе. Его можно с успехом применить для учебных целей, а также для самостоятельной научной работы студентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Deutsch M., Elliot L., Rev. Sci. Instr., 15, 178, 1944.
2. Siegbahn K., Ark. Mat. Astr. Fys., 28A, №17, 1942.
3. Селинов И., Атомные ядра и ядерные превращения, т. 1, 1950.
4. Cork J., Martin D., Phys. Rev., 85, 386, 1952.

ИЗМЕРЕНИЕ α -ЗАГРЯЗНЕНИЙ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФфуЗИОННОЙ КАМЕРЫ

Н. Г. ГУСЕВ, В. И. ПОПОВ, Д. П. ОСАНОВ.

1. Введение

Измерение малых концентраций α -активных веществ в воде является одной из наиболее сложных и трудных задач радиометрии. Трудность задачи состоит в том, что, во-первых, α -частицы имеют чрезвычайно малые пробеги в воде (30 ÷ 50 *микрон*) и, во-вторых, предельно-допустимые концентрации α -активных веществ в воде крайне низки: около 1 распада за 10 минут в 1 *см*³ воды. Тем самым, к аппаратуре и методике измерений предъявляются жесткие требования. В частности, при измерениях должен быть сведен к минимуму фон, тщательно должно учитываться самопоглощение α -частиц в образце и т.д. В то же время, аппаратура и методика измерения малых концентраций α -активных веществ в воде должны быть максимально простыми и надежными. Для решения указанной задачи была использована диффузионная камера Вильсона непрерывной чувствительности.

2. Камера, как прибор для регистрации

Принципам работы диффузионной камеры и физическим процессам, происходящим в ней, различным конструктивным оформлением и аспектам применения камер посвящено много работ (см. например, [Л. 1] — [Л. 5]).

Как известно, при диффузии паров спирта или некоторых других испаряющихся жидкостей от нагретой к холодной поверхности вплотную к последней образуется область пересыщения, в которой следы заряженных частиц становятся видимыми, благодаря конденсации паров спирта на ионных центрах. Образование видимых следов происходит только при определенном градиенте температуры. Область пересыщения, в ко-

торой следы становятся видимыми, носит название чувствительного слоя камеры. Чувствительный слой сохраняется непрерывно все то время, в течение которого поддерживается определенный градиент температуры. Таким образом, диффузионная камера, в отличие от обыкновенной камеры Вильсона, обладает непрерывной чувствительностью.

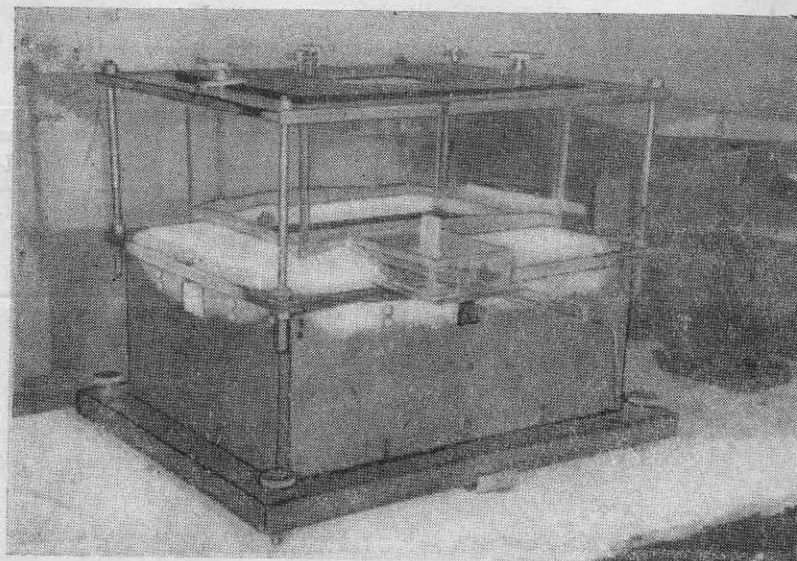


Рис. 1.

Конструктивное оформление диффузионной камеры может быть разнообразным (камеры цилиндрического или прямоугольного сечения с охлаждаемой нижней или верхней поверхностью в зависимости от выбранного направления диффузии и т. д.).

Для всех описанных в литературе конструкций характерно расположение холодильника непосредственно над или под рабочим объемом камеры. В соответствии с поставленной задачей был выбран тип камеры прямоугольного сечения с направлением диффузии вниз. Были разработаны и изготовлены три различные конструкции диффузионной камеры. Первая из них, представленная на рис. 1, является простейшей, описанной в литературе конструкцией. Все металлические части конструкции выполнены из хромированной стали. Стенки ка-

меры плексигласовые, толщиной 5 мм. Испаряющаяся жидкость (этиловый или метиловый спирт) заливается в желоба или смачивает войлок, прикрепленные к крышке. Металлическое дно камеры охлаждается с помощью сухого льда. Вместимость контейнера (9 кг сухого льда) такова, что обеспечивает непрерывную работу камеры в течение 11—12 часов. Чувствительный слой имеет высоту 1,5 см. Дальнейшей разработкой конструкции является диффузионная камера, изображенная на рис. 2. Несмотря на то, что диффузия по-прежнему

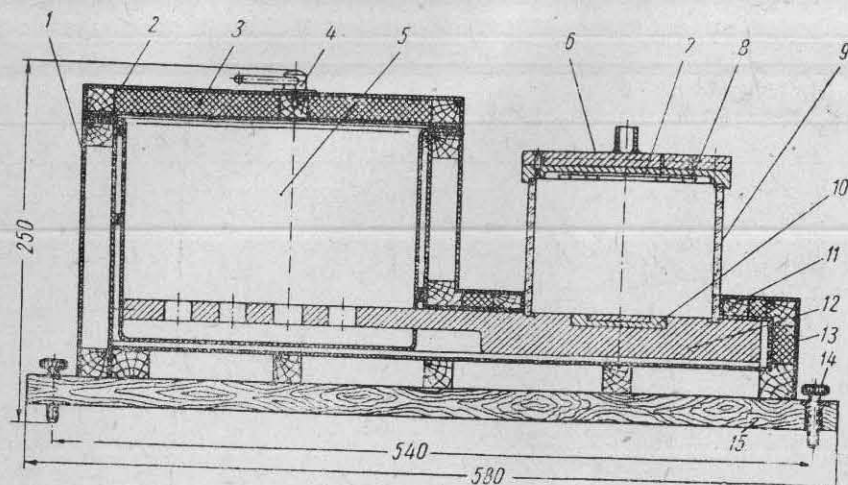


Рис. 2.

остаётся направленной вниз, охлаждение камеры производится сверху. Как видно из рис. 2, в этой конструкции холодильник расположен рядом с рабочим объемом камеры, ограниченном плексигласовыми стенками прямоугольного сечения. Такой способ охлаждения устраняет недостатки предыдущей конструкции. Прежде всего, подзарядка камеры сухим льдом производится без нарушения рабочего режима камеры. Отпадает необходимость мелкого толчения сухого льда для создания хорошего теплового контакта дна камеры с охладителем. Лед загружается крупными кусками. Необходимый контакт создается слоем ацетона, заливаемого в бак холодильника. В процессе работы уже не образуется на дне камеры хлопьевидного налета от примесей в сухом льде, который повышает температуру дна и требует периодической очистки. Выпали та-

кие конструктивные части как поджимающие пружины и подвижное дно.

Дно камеры представляет собой плиту из красной меди толщиной под камерой 30 мм, а в холодильнике — 15 мм. Такая толщина плиты, как показал опыт, не является необходимой, а может быть уменьшена в 1,5—2 раза. Отверстия в пластине дна увеличивают поверхность охлаждения. Температура дна в области рабочего объема камеры достигает при таком способе охлаждения величины $-65 \div -68^\circ\text{C}$. В пределах рабочего объема камеры градиент температуры вдоль дна не превышает $0,3^\circ\text{C}/\text{см}$, что на работе камеры никак не сказывается. Крышка камеры находится при комнатной температуре и лежит свободно на стенках, так как плотное прижатие ее к стенкам не является обязательным для камеры, работающей при атмосферном давлении. Чувствительный слой в этой конструкции камеры достигает 3 см. Длительность работы при той же самой емкости холодильника, что и в первой конструкции, увеличивается с 12 до 16—18 часов и практически может быть сколь угодно долгой, так как пополнение запасов сухого льда не нарушает рабочего режима камеры.

В разработанной третьей конструкции камеры несколько уменьшен рабочий объем $120 \times 140 \times 90$ мм. Снижена вдвое толщина пластины дна при том же методе охлаждения сверху и сбоку, и усовершенствована система ввода радиоактивного образца в камеру. Ввод образца в чувствительную область камеры представляет с самого начала определенные трудности. При любом способе введения происходит нарушение рабочего режима: за счет кратковременного соображения внутреннего охлажденного объема с комнатной средой образуются конвекционные токи, устраняющие возможность счета следов, на некоторое, в большинстве случаев, продолжительное время. В течение этого времени на образец оседает спирт, слой которого поглощает выходящие α -частицы. В первой конструкции камеры ввод образца производился с помощью держателя со сталкивающим стержнем через окно в нижней части стенки камеры с использованием специального шлюза. Устройство для ввода видно на рис. 1. При таком способе введения время восстановления рабочего режима равно приблизительно 3 минутам.

Несколько более удобным оказалось устройство для ввода, изображенное на рис. 3, в котором держатель со сталкивающим стержнем был заменен подвижной пластиной в дне. При том и другом методе ввода оседание спирта на образец до на-

чала счета было устранено применением специальной крышки. Третий вариант устройства, позволяющий вводить образец в камеру, практически без нарушения рабочего режима, состоит в следующем.

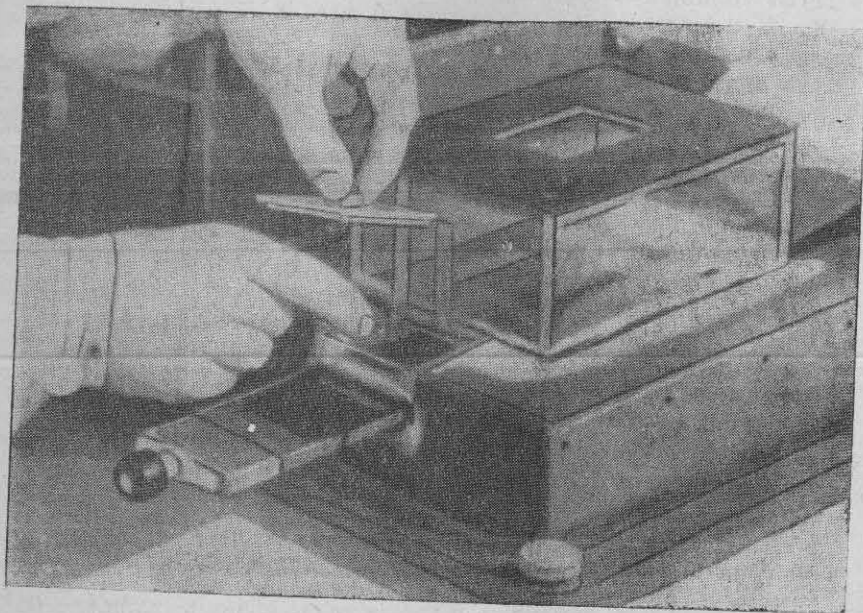


Рис. 3.

Подвижная пластина имеет такие размеры, что не выходит за пределы дна при своем перемещении и, таким образом, постоянно сохраняет температуру дна. Вместо одного установленного 2 шлюза с обеих сторон камеры. С использованием такого устройства для ввода отпала необходимость в крышке. Наличие двух шлюзов предоставило возможность одновременно с извлечением образца, вводить в камеру для счета следующий образец.

α -частица образует в чувствительном слое плотные, резко очерченные в проходящем свете следы. Капли спирта, образующие след, медленно, в течение приблизительно 2 сек., падают на дно камеры. Регистрация следов производится визуально с помощью ручного счетчика.

Важным преимуществом диффузионной камеры по сравнению с другими регистрирующими приборами, наряду с простотой и надежностью в работе, является практическое отсутствие фона. Это обусловлено тем, что при производстве измерений фоновые следы в камере можно отличить от следов, выходящих из образца, ибо при возникновении следа тяжелой частицы видно, откуда он выходит. В результате этого в диффузионной камере можно производить регистрацию очень малого числа распадов в единицу времени (например, 0,3 *расп/мин*) с достаточной степенью точности.

3. Методика измерений на диффузионной камере

Содержание α -активных веществ в воде определяется по измерению выхода излучения с поверхности как жидких образцов, так и активных сухих осадков, получаемых из жидких проб после выпаривания. Ниже будет рассмотрен только случай измерения выпаренных образцов. Самопоглощение в осадке зависит от толщины слоя. Если после выпаривания V *см*³ воды образуется бесконечно тонкий слой осадка ($d \approx 0$), то выход излучения с поверхности будет равен $N = \frac{A}{2} \frac{\alpha\text{-частиц}}{\text{мин}}$, где A — активность объема V *см*³ воды, выраженная в *расп/мин*.

В этом случае связь между концентрацией Q α -активных веществ в воде в *кюри/литр* и числом N , вылетающих в 1 мин. α -частиц, выразится формулой:

$$Q = \frac{A \cdot 1000}{2,22 \cdot 10^{12} \cdot V} = \frac{2N \cdot 1000}{2,22 \cdot 10^{12} \cdot V}; \quad Q = 9 \cdot 10^{-10} \frac{N}{V} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}. \quad (1)$$

Назовем слой осадка, толщина которого в *мг/см*² равна пробегу α -частицы, предельным слоем.

Для случая $d = kd_0$, где $k < 1$

$$dN = \frac{A}{V'} dS d\pi \frac{2\pi d_0 (d_0 - x)}{4\pi d_0^2},$$

$$N = \frac{AS}{2d_0 V'} \int_0^d (d_0 - x) dx = \frac{A}{2d_0^2 k} \left(d_0^2 k - \frac{d_0^2 k^2}{2} \right).$$

Здесь S — поверхность образца, а V' — объем осадка, равный $S \cdot d$.

Итак

$$N = \frac{A}{2} \left(1 - \frac{k}{2} \right) \frac{\alpha\text{-частиц}}{\text{мин}}. \quad (2)$$

Из этой формулы следует, что при $k=0$, то есть в отсутствии самопоглощения, $N = \frac{A}{2}$, а при $k=1$, то есть когда $d = d_0$, $N = \frac{A}{4}$.

Для данного случая (2)

$$Q = \frac{2N \cdot 1000}{2,22 \cdot 10^{12} \cdot V} \frac{1}{1 - \frac{k}{2}},$$

или

$$Q = 9 \cdot 10^{-10} \frac{N}{V} \frac{2}{2 - \frac{d}{d_0}} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}. \quad (3)$$

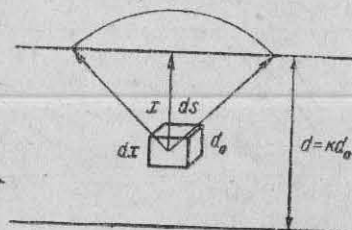


Рис. 4.

Из сравнения формул (3) и (1) видно, что множитель $\frac{2}{2 - \frac{d}{d_0}}$ является поправкой на самопоглощение.

Для случая $k > 1$, то есть $d > d_0$, нетрудно подсчитать, что:

$$Q = 9 \cdot 10^{-10} \frac{N}{V} \frac{2}{2 - \frac{d}{d_0}} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}. \quad (4)$$

В этом случае поправкой на самопоглощение следует считать множитель $2 \frac{d}{d_0}$.

Для приготовления образцов были использованы стеклянные и металлические подложки. Выпаривание производилось сразу на подложку без предварительного упаривания в каком-либо сосуде. Последнее не рекомендуется, так как это приводит к ошибке в несколько сотен процентов за счет сорбции на стенках сосуда.

Температура выпаривания была выбрана равной 80—90°C. Такая температура обеспечивает, с одной стороны, достаточно быстрое выпаривание и, с другой стороны, отсутствие потери активности за счет разбрызгивания.

Как показал опыт, наиболее удобной для визуального счета является поверхность подложки, равная 20 см², а выход α -излучения с поверхности — от 30 до 50 $\frac{\alpha\text{-части}}{\text{мин}}$. Время измерения было выбрано равным 3 мин., так как в течение этого времени оседание спирта на образец не снижает счета.

4. Результаты измерений

а) *Эталонные растворы.* Для того, чтобы установить возможность измерения α -активности воды с помощью диффузионной камеры, были использованы эталонные водные растворы уранил-нитрата концентраций:

$$1,6 \cdot 10^{-8}; 1,6 \cdot 10^{-9}; 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ и } 5,3 \cdot 10^{-11} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}.$$

Каждый из растворов, указанных концентраций, измерялся путем выпаривания на подложку трех различных его объемов. Для каждого объема было приготовлено не менее трех образцов, каждый из которых измерялся не менее 5 раз. Таким образом, общее число измерений раствора было не менее 45.

Результаты измерений одного из растворов ($Q = 1,6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$) представлены на рис. 5, где дается зависимость числа следов α -частиц, обнаруженных в диффузионной камере, от выпаренного объема раствора.

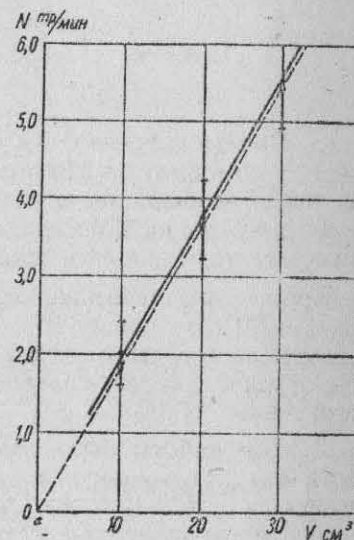


Рис. 5.

Пунктирная прямая проведена на основании теоретического расчета, сплошная — по результатам измерений. Экспериментальные точки повсюду легли немного выше расчетных,

что должно быть объяснено погрешностью в приготовлении исходного раствора.

Погрешности измерений приведены в таблице 1. Таким образом, принципиальная возможность измерения с помощью диффузионной камеры α -загрязненности воды была подтверждена.

Таблица 1.

Концентрация α -загрязненности, $\frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$	Относит. среднеквадр. ошибка, %
$1,6 \cdot 10^{-8}$	2,1
$1,6 \cdot 10^{-9}$	1,6
$1,6 \cdot 10^{-10}$	0,5
$5,3 \cdot 10^{-11}$	8,4

б) *Промышленные воды.* Вторым шагом работы было измерение с помощью диффузионной камеры промышленных вод. Основные особенности этих вод состоят в том, что в них содержится большое количество различных α -активных изотопов, таких как уран, радий и продукты их радиоактивного распада.

Кроме того, повышенное содержание посторонних примесей (до 20 г/л) приводит к образованию на подложке после выпаривания воды толстого осадка. Последним обстоятельством обуславливается сильное самопоглощение α -частиц в приготовленных образцах.

В ходе работы были измерены концентрации α -загрязненности двадцати четырех проб промышленных вод, лежащих в интервале от $4,7 \cdot 10^{-7}$ до $7,6 \cdot 10^{-11}$ кюри/литр. Каждая из проб была измерена не менее 20 раз.

Одновременно с измерениями с помощью диффузионной камеры велись контрольные измерения тех же самых проб на α -счетной установке типа Да-49. Кроме того, определялось содержание радия в них с помощью эманационной установки, что являлось косвенным методом контроля.

В таблице 2 приводятся результаты α -измерений с учетом самопоглощения и относительные среднеквадратичные погрешности для некоторых характерных проб.

Во 2 и 4 столбцах таблицы дается суммарная α -загрязненность воды, в 6 столбце — содержание радия.

Таблица 2.

№ пробы	Результаты измерений					
	дифф. камера (Σ)		Да-49 (Σ)		эман. (Ra)	
	$Q, \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$	$\varepsilon, \%$	$Q, \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$	$\varepsilon, \%$	$Q, \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$	$\varepsilon, \%$
1	2	3	4	5	6	7
1	$4,74 \cdot 10^{-7}$	2,5	не измер.		$1,97 \cdot 10^{-9}$	2,9
5	$1,74 \cdot 10^{-8}$	2,4	$2,96 \cdot 10^{-8}$	3,3	$34 \cdot 10^{-9}$	0,7
3	$1,52 \cdot 10^{-9}$	6,4	$1,11 \cdot 10^{-9}$	16	$2 \cdot 10^{-11}$	2,3
6	$5,75 \cdot 10^{-10}$	11,4	$3,42 \cdot 10^{-10}$	16,5	$4 \cdot 10^{-12}$	4,2
14	$7,75 \cdot 10^{-10}$	14	$3,7 \cdot 10^{-10}$	12,5	не изм.	не изм.
21	$1,67 \cdot 10^{-9}$	9,2	$2,16 \cdot 10^{-9}$	10,3	$1,15 \cdot 10^{-11}$	3,2
13	$7,65 \cdot 10^{-11}$	15,4	$5,4 \cdot 10^{-12}$	96	$1,56 \cdot 10^{-11}$	5,8

Причинами погрешностей при измерениях с помощью диффузионной камеры являются:

1. Статистический разброс.
2. Нарушения режима работы прибора.
3. Ошибки в приготовлении образцов.
4. Ошибки при визуальном подсчете числа следов.

Все эти ошибки носят случайный характер и учитываются среднеквадратичной погрешностью измерения.

5. Самопоглощение α -частиц в активном осадке промышленных вод

Самопоглощение α -частиц в активном осадке может сильно исказить результаты измерения, поэтому представляло большой интерес определить экспериментально величину поправки α -частицы в этом осадке и получить поправку на самопоглощение. Характер осадка определяется составом примесей,

содержащихся в сточной воде. В основном эти примеси состоят из земли и песка, но весьма вероятно присутствие в них минеральных солей. Солевой состав измерившихся в ходе работы проб был приблизительно однороден: встречались сульфаты, нитраты и хлориды натрия и аммония, причем по весу сульфаты составляли около половины. Общее количество солевых примесей достигало 6 г/л, а песка и земли — 20 г/л.

Избранная методика работы заключалась в том, что на стеклянную подложку наносился и затем выпаривался определенный объем пробы, полностью покрывающий поверхность подложки. α -активность оставшегося осадка измерялась в диффузионной камере. Вся процедура нанесения воды, выпаривания ее и измерения активности осадка повторялась до тех пор, пока добавление нового очередного объема воды не переставало увеличивать число α -частиц, вылетающих с подложки за тот же промежуток времени. Это свидетельствовало об образовании на подложке слоя осадка, толщина которого равна длине пробега α -частицы в веществе осадка, то есть предельного слоя.

Вес осадка, накопившегося на подложке к концу эксперимента, был определен взвешиванием на аналитических весах.

Результаты одного из экспериментов представлены графиками на рис. 6.

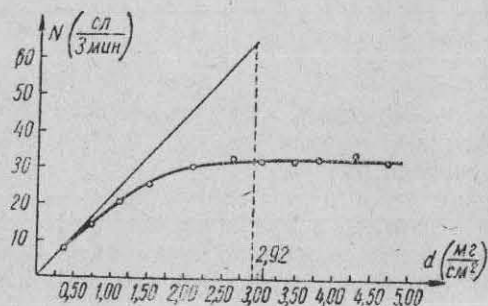


Рис. 6.

Прямая линия дает зависимость числа α -частиц, вылетающих с поверхности образца, от количества выпаренной воды для идеализированного случая, когда осадок остается прозрачным для α -частиц, независимо от его толщины.

Экспериментальная кривая отклоняется от идеализированной, начиная уже с $d = 0,50 \text{ мг/см}^2$, переходя затем в горизонтальную прямую. Для того, чтобы с помощью

этих кривых определить величину пробега α -частицы, необходимо учесть, что, как уже отмечалось, из предельного слоя вылетает вверх $\frac{A}{4}$ часть образующихся в нем α -частиц, где A — число α -распадов в предельном слое. С другой стороны, очевидно, что прямая линия изображает закон $\frac{A}{2}$. Отсюда следует, что предельному слою осадка или пробегу α -частицы данной энергии в осадке должна соответствовать такая толщина его, при которой ордината пунктирной прямой ровно в 2 раза больше ординаты экспериментальной кривой. На рис. 6 такой величиной является $d = 2,92 \text{ мг/см}^2$ или, переходя к линейным единицам,

$$R = 15 \text{ микрон.}$$

По кривым рис. 6 можно вычислить и экспериментальную поправку на самопоглощение для любой толщины:

$$p = \frac{N_0}{N},$$

где: N_0 — число α -частиц, которое вылетало бы с подложки в том случае, если бы не было самопоглощения в осадке (прямая линия);

N — число фактически вылетающих α -частиц.

Аналогичные измерения и построения были проведены для трех различных проб, взятых в разное время и в различных местах, и отличающихся друг от друга количественным содержанием примесей. Результаты измерений оказались хорошо совпадающими, и это дало основание получить наиболее вероятную величину пробега α -частиц с энергией около 5 Мэв в осадке сточных вод. Эта величина оказалась равной

$$d_0 = 2,9 \text{ мг/см}^2.$$

Кроме того, были получены значения поправок на самопоглощение α -частиц, приведенные в таблице 3 и на рис. 7 (нижняя кривая). Верхняя кривая рис. 7 построена на основании вычислений по теоретическим формулам $p = \frac{2}{2 - d/d_0}$ для $d_0 \geq d > 0$ и $p = 2 \frac{d}{d_0}$ для $d > d_0$, в которые подставлено полученное значение $d_0 = 2,9 \text{ мг/см}^2$.

Таблица 3.

Толщина осадка, мг/см^2	Поправка p	Толщина осадка, мг/см^2	Поправка p
0,25	1	2,75	1,81
0,50	1,05	3,00	1,95
0,75	1,09	3,25	2,10
1,00	1,13	3,50	2,24
1,25	1,15	3,75	2,39
1,50	1,22	4,00	2,53
1,75	1,29	4,25	2,67
2,00	1,41	4,50	2,82
2,25	1,54	4,75	2,96
2,50	1,67	5,00	3,10

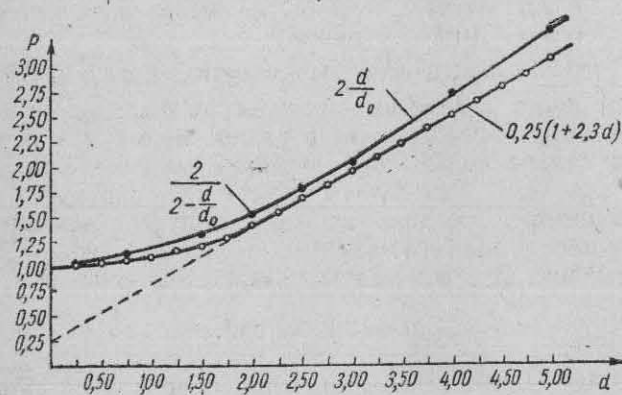


Рис. 7.

Несовпадение теоретической и экспериментальной кривых объясняется неточностью определения d_0 , так как при подстановке в формулы значения $d_0 = 3 \text{ мг/см}^2$ кривые полностью совпадают.

С другой стороны, некоторое занижение величины пробега α -частицы ($2,9 \text{ мг/см}^2$ вместо 3 мг/см^2) приводит к тому, что в расчет вводится полезный коэффициент запаса, равный приблизительно 5%.

Начиная с $d = 2,2 \text{ мг/см}^2$, поправка на самопоглощение α -частиц растет по линейному закону:

$$p = 0,25(1 + 2,3d).$$

Для осадков, толщина которых меньше $0,5 \text{ мг/см}^2$, самопоглощением α -частиц практически можно пренебречь.

В связи с тем, что в измерявшихся промышленных водах присутствовал радий, α -активность приготовленных образцов с течением времени нарастала за счет накопления в них радона и его дочерних продуктов.

Проведенные измерения позволили установить, что:

1) Активная пленка, остающаяся после выпаривания воды и представляющая собой агрегат частиц неорганических солей, земли и песка имеет коэффициент эманирования не более 5—8%. Это означает, что около 92—95% образующегося радона задерживается пленкой.

2) Причиной такой небольшой эманлирующей способности является адсорбция радона частицами пленки.

3) Величина коэффициента эманирования пленки изменяется только в первые 5—7 дней после выпаривания воды. Полностью стационарное состояние наступает через 20—25 дней.

В том случае, если образцы не могут быть измерены сразу после приготовления, необходимо учитывать накопление на них α -активности.

6. Заключение

Диапазон концентраций, которые могут быть измерены диффузионной камерой при использовании метода выпаривания, охватывает шесть порядков: от 10^{-6} до $5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$ и включает предельно-допустимую концентрацию для питьевой воды. Максимальная концентрация $10^{-6} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$ определяется лишь степенью разведения и поэтому не является пределом.

Точность измерений удовлетворяет практическим требованиям. При измерении минимальной концентрации $5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{кюри}}{\text{литр}}$ относительная среднеквадратичная погреш-

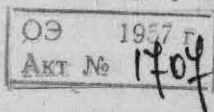
ность не превосходит 15%, с увеличением концентрации погрешности уменьшаются.

Диффузионная камера представляет собой дешевый, простой и весьма точный прибор, с помощью которого в лабораторных условиях может быть успешно решена задача измерения α -загрязненности промышленных вод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Langsdorf A., Rev. Sci Instr., 10, 91, 1939.
2. Schutt R. P., Rev. Sci. Instr., 22, 730, 1951.
3. Bevan A. R., J. Sci Instr., 31, 45, 1954.
4. Munyon E. M. and Kurbatov I. D., Rev. Sci. Instr., 23, 280, 1952.
5. Fowler E. C. and al., Phys. Rev., 91, 135, 1953.

3P-7843



Ж. III - 28987

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ПРЕДИСЛОВИЕ.	
Ковалев Е. Е., Самопоглощение γ -излучения в цилиндрических источниках	7
Столярова Е. Л., Константинов И. Е., Дорошенко Г. Г., О разрешающей способности и линейности люминесцентного γ -спектрометра	17
Иванов В. И., Некоторые вопросы электронного равновесия	32
Фролов В. В., Электронное равновесие при γ -излучениях высоких энергий	42
Фролов В. В., Ключников В. Н., Расчет толстостенной ионизационной камеры для измерения интенсивности γ -излучения с энергиями до 35 Мэв неизвестного спектрального состава	62
Кимель Л. Р., Линейка для расчета защиты от γ -излучения Со ⁶⁰	75
Гусев Н. Г., Егоров Ю. А., Ковригин О. Д., Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов	81
Егоров Ю. А., Хвостинков Р. Е., Дозиметр быстрых нейтронов	87
Столярова Е. Л., Баранов В. Ф., Бета-спектрометр с тонкой магнитной линзой	102
Гусев Н. Г., Попов В. И., Осанов Д. П., Измерение α -загрязненности воды с помощью диффузионной камеры	110

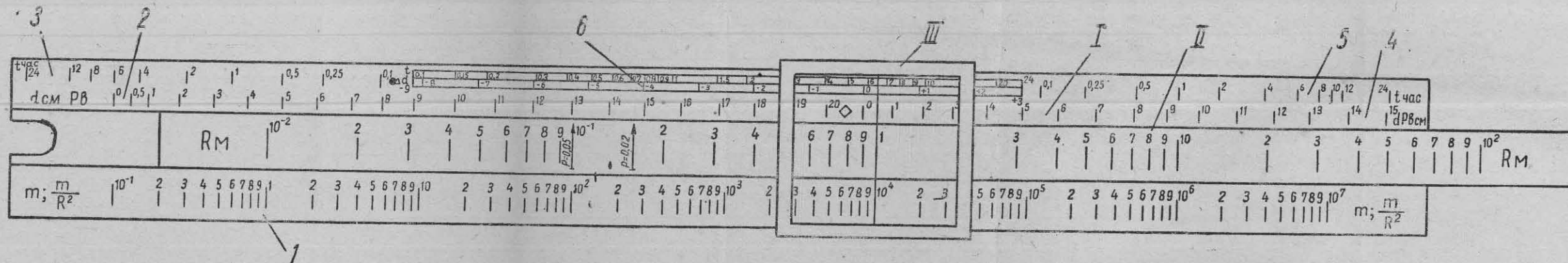


Рис. 1.

Л 52027 4/X—1957 г.

Объем 8 п. л. + 1 вкл.

Зак. 1117. Тир. 800.

Типография МЭИ