

М. Ф. ЮДИН, В. И. ФОМИНЫХ

НЕЙТРОННАЯ ДОЗИМЕТРИЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО ГОСУДАРСТВЕННОГО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ,
МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ СССР

Москва — 1964

ВВЕДЕНИЕ

С развитием ядерной энергетики непрерывно расширяется круг научных и научно-технических работ, связанных с применением нейтронных потоков, возрастает применение нейтронного излучения в различных областях науки, техники, медицины и постоянно увеличивается число лиц, работающих с нейтронными источниками и нейтронными измерительными приборами. Исследования воздействия нейтронов на различные биологические объекты показали, что с точки зрения радиационной опасности нейтроны из-за своих физических свойств и биологического действия занимают особое место. Поэтому одной из важнейших проблем дозиметрии ионизирующих излучений является дозиметрия нейтронов и обеспечение надежной защиты от нейтронного излучения. В этой связи весьма важное значение приобретает четкое определение дозы нейтронного излучения и вопрос установления общепринятой единицы измерения этой дозы.

В настоящее время допустимые уровни нейтронного излучения выражают не в единицах дозы, а в единицах плотности потока, т. е. отношением нейтронов, вступающих в единицу времени в некоторую сферу, к площади поперечного сечения этой сферы. Очевидно, что одинаковые потоки нейтронов различной энергии вызывают разные эффекты в ткани. Поэтому для определения степени опасности работы в тех или иных условиях наряду с измерением плотности потока требуется определение нейтронного спектра. Как правило, приходится иметь дело с потоками нейтронов со сложным, моноэнергетическим спектром. Даже при работе с потоками моноэнергетических нейтронов, например, на ускорительной трубке, где, по реакции $T(d, n)\alpha$ создаются моноэнергетические нейтроны с энергией ~ 14 Мэв, из-за явлений рассеяния и отражения, на рабочих местах может быть немонаэнергетическое нейтронное излучение. Для определения же спектра нейтронов, хотя бы ориентировочно, требуется довольно сложная и громоздкая аппаратура, мало пригодная для целей практической дозиметрии. Ввиду этого на практике трудно осуществить контроль за допустимыми уровнями нейтронного излучения в единицах плотности потока, и хотя в настоящее время приходится иметь дело с разработкой методов и аппаратуры для измерения плотности нейтронного потока ($n/\text{сек} \cdot \text{м}^2$), наилучшим решением проблемы нейтронной дозиметрии было бы создание

методов и аппаратуры, пригодных для непосредственных измерений доз нейтронов с любым спектром. В связи с отсутствием четких и общепринятых представлений о нейтронной дозе, или, выражаясь более точно, о дозе нейтронного излучения, необходимо хотя бы кратко рассмотреть этот вопрос.

ПОНЯТИЕ О ДОЗЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В Советском Союзе терминологию в области дозиметрии ионизирующих излучений разрабатывает специальная комиссия Комитета технической терминологии Академии наук СССР.

В соответствии с мнением этой комиссии рекомендуется для определения сущности понятий, употребляемых в дозиметрии ионизирующих излучений, использовать общий родовой термин *доза*, как «количество чего-либо, предназначенного для передачи или переданного кому-либо или чему-либо».

В соответствии с этим определением *дозу нейтронного излучения* следует понимать как отнесенную к единице массы энергию нейтронного излучения, переданную облучаемой среде, или, иными словами, энергию, поглощенную средой, подвергшейся воздействию нейтронов, в расчете на единицу массы этой среды. Под поглощенной энергией нейтронного излучения (впрочем, как и другого любого ионизирующего излучения) подразумевается энергия нейтронного излучения, преобразованная в среде в другие виды энергии. В соответствии с рекомендациями 1962 г. Международной комиссии по радиологическим единицам и измерениям (МКРЕ) под поглощенной энергией нейтронного излучения, или, иначе говоря, под энергией нейтронного излучения, переданной облученному веществу в некотором объеме, подразумевается разность ΔE между суммарной энергией всех нейтронов, которые вступили в рассматриваемый объем, и суммарной энергией всех прямо или косвенно ионизирующих частиц, которые покинули этот объем. В случае, если в процессе взаимодействия нейтронов с веществом массой ΔM , занимающим рассматриваемый объем, имеют место реакции, приводящие к любому увеличению массы покоя Δm взаимодействующих частиц, от указанной выше разности энергий ΔE необходимо отнять энергию, эквивалентную увеличению массы покоя Δmc^2 . Таким образом, в общем случае нейтронная доза излучения D будет равна:

$$D = \frac{\Delta E - \Delta mc^2}{\Delta M} = \frac{\Delta E_D}{\Delta M}. \quad (1)$$

Очевидно, что при таком определении термина «доза нейтронного излучения» отпадает применение термина «поглощенная доза нейтронного излучения», ибо первый термин определяет поглощенную энергию нейтронного излучения, отнесенную к единице массы облучаемой среды. Однако, к сожалению, практические запросы нейтронной дозиметрии не могут быть удовлетворены введением одного термина «доза нейтронного излучения». Дело в том, что по смыслу опре-

деления этого термина он может применяться для измерения доз излучения нейтронов любых энергий и в любых объектах (ткань, различные вещества). А раз так, то нейтронная доза, выражаемая в терминах

$$\frac{\text{поглощенная энергия нейтронного излучения}}{\text{масса облученной среды}}$$

не может являться мерой самого нейтронного излучения без указания состава вещества, где определена эта доза. Численное значение нейтронной дозы в каком-либо месте нейтронного поля будет зависеть как от плотности потока и спектрального состава нейтронов в рассматриваемой точке поля, так и от состава вещества или ткани, подвергшихся воздействию нейтронов (здесь мы в целях упрощения не касаемся зависимости нейтронной дозы от массы облучаемых объектов). Иными словами, по указанному значению нейтронной дозы нельзя судить о плотности потока нейтронов, если не указан состав вещества, где определена доза, ибо при одинаковых потоках нейтронов нейтронные дозы могут быть различными для различных веществ.

Вопрос усложняется еще тем обстоятельством, что для абсолютного измерения нейтронных доз, создаваемых нейтронами с допустимым уровнем плотности потока, необходимо иметь аппаратуру, которая позволяла бы регистрировать возрастание температуры менее чем на одну стомиллионную градуса за один час. В самом деле, предположим, что в рассматриваемой точке пространства мы имеем поток моноэнергетических нейтронов с плотностью $10^6 \text{ н/сек} \cdot \text{м}^2$ и энергией 10 Мэв . Пусть в эту точку нейтронного поля помещена ткань с плотностью 10^3 кг/м^3 и теплоемкостью $c = 10^2 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}$, являющаяся абсолютно поглощающей нейтроны, т. е. мы предполагаем, что в 10^3 кг этой ткани каждую секунду будет поглощаться 10^6 нейтронов с энергией 10 Мэв . Тогда возрастание температуры Δt ткани из-за поглощения нейтронов будет равно:

$$\Delta t = \frac{Q}{mc} = \frac{10^6 \cdot 10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}}{10^3 \cdot 10^2} = 1,6 \cdot 10^{-11} \text{ град/сек} = 5,8 \cdot 10^{-8} \text{ град/ч}. \quad (2)$$

Очевидно, что при современном состоянии калориметрии такие скорости возрастания температуры не могут быть измерены, и вряд ли можно надеяться на возможность осуществления таких измерений в ближайшие годы. Кроме того, при осуществлении практических калориметрических измерений может иметь место такой случай, когда температура облучаемого тела будет сохраняться постоянной ($\Delta t = 0$), хотя энергия нейтронного излучения будет поглощаться телом и вся тратиться на радиационные разрушения без изменения его температуры (т. е. будут происходить процессы, аналогичные процессам плавления). При таких условиях применение калориметрических методов сопряжено с дополнительными трудностями. Поэтому для удовлетворения практических запросов нейтронной дозиметрии, от которой требуется обеспечить контроль безопасности работающих

с нейтронами, представляется целесообразным наладить производство нейтронных дозиметров со шкалами, отградуированными в единицах экспозиционной нейтронной дозы [1]. Очевидно, что для этого необходимо ввести понятие об экспозиционной дозе нейтронного излучения, аналогичное понятию дозы рентгеновского и γ -излучений. В соответствии с рекомендациями Комиссии по терминологии в области дозиметрии ионизирующих излучений АН СССР в настоящее время уместно говорить об экспозиционной дозе любого вида ионизирующего излучения, понимая под этим термином дозу рассматриваемого вида излучения в модельной среде. Как известно, для рентгеновского и γ -излучений в качестве модельной среды принят сухой атмосферный воздух. Значением мощности экспозиционной дозы рентгеновского или γ -излучения характеризуют сами источники этих излучений или поля, создаваемые этими источниками. Говорят, например, о значении мощности экспозиционной дозы рентгеновского излучения в каком-либо месте пространства, понимая под этим мощность дозы этого излучения в воздухе. Воздух принят в качестве модельной среды для рентгеновского и γ -излучений по тем соображениям, что процессы, происходящие в воздухе при его облучении рентгеновским излучением, аналогичны процессам, происходящим в мягкой ткани человека. По измерению ионизации воздуха, вызываемой рассматриваемым пучком рентгеновского излучения, можно определить поглощенную в воздухе энергию этого излучения и затем рассчитать дозы излучения в мягких тканях.

К сожалению, воздух нельзя принять в качестве модельной среды для нейтронов. Если взять, например, быстрые нейтроны, то при облучении ими мягких тканей основной вклад в нейтронную дозу (85—90%) будет обусловлен взаимодействием нейтронов с ядрами водорода, т. е. протонами отдачи. В мягкой ткани по весовому составу водород составляет ~10%. В воздухе же (сухом, атмосферном) водород содержится в незначительных количествах.

Поэтому процессы взаимодействия нейтронов с воздухом трудно связать с процессами взаимодействия тех же нейтронов с мягкой тканью. Ввиду этого в качестве модельной среды для нейтронов рекомендуется принять «тканеэквивалентный» газ. Под тканеэквивалентным газом понимают такую смесь газов, которая по весовому процентному содержанию водорода и азота аналогична их содержанию в мягкой ткани человека. В качестве такого газа обычно используют [1, 2, 3] следующую смесь газов (парциальное давление, %): метан — 64,4; углекислый газ — 32,5; азот — 3,1. При таком составе газа мощность экспозиционной дозы нейтронного излучения в нем может служить мерой самого нейтронного излучения. Можно говорить о мощности экспозиционной нейтронной дозы в том или ином месте или характеризовать источник нейтронов мощностью экспозиционной дозы на определенном расстоянии от него. Таким образом, под экспозиционной дозой нейтронного излучения следует понимать дозу нейтронного излучения в тканеэквивалентном газе. Другими словами, под экспозиционной дозой нейтронного излуче-

ния подразумевается отнесенная к единице массы тканеэквивалентного газа **поглощенная энергия** нейтронного излучения. В соответствии с рекомендациями Международной комиссии по радиологическим единицам и измерениям (МКРЕ) целесообразно экспозиционную дозу нейтронного излучения трактовать как меру этого излучения, основанную на его ионизирующей способности, и определять эту величину как отношение суммарного электрического заряда (любого знака) всех ионов, созданных нейтронным излучением, поглощенным в некоторой массе тканеэквивалентного газа, к массе этого газа. Такая трактовка экспозиционной дозы нейтронного излучения позволяет на практике осуществлять измерения этих доз с помощью тканеэквивалентных ионизационных камер, наполненных тканеэквивалентным газом [4].

Итак, для того, чтобы обеспечить единообразие в измерениях нейтронных доз, необходимо в первую очередь выбрать физические величины, которыми удобно было бы характеризовать нейтронные поля, выбрать единицы для измерения этих величин и разработать соответствующие методы, создать аппаратуру, которая позволяла бы осуществлять на практике (при существующем уровне развития измерительной техники) измерения в этих единицах важных для дозиметрии нейтронного излучения характеристик.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНА

Нейтрон является одной из основных частиц, входящих в состав атомных ядер. Он играет исключительную роль в исследовании свойств атомных ядер и в современной ядерной энергетике.

Масса нейтрона. Впервые масса нейтрона была оценена в момент его открытия Чедвиком [5]. Оказалось, что масса нейтрона немного больше массы протона. По последним определениям [6] она превосходит массу протона на 2,5 массы электрона и равна:

$$m_n = 1,008983 \text{ аем}^*$$

Заряд нейтрона. В ранних работах [5, 7—10] нейтрон рассматривался как некоторое прочное соединение протона с электроном. Это было первым приближением к истине. Равенство величин электрических зарядов протона и электрона приводит к тому, что электрический заряд нейтрона должен быть равным нулю. Попытки обнаружить электрический заряд нейтрона не дали положительных результатов. Оказалось невозможным обнаружить ионизацию среды, обусловленную непосредственным взаимодействием нейтронов с атомными электронами. Однако из результатов изучения магнитных свойств нейтрона следует, что нейтрон обладает собственным магнитным дипольным моментом и следовательно имеет сложную структуру. Из опытов Ферми и Маршалла [11] вытекает, что если нейтрон

* Масса протона $m_p = 1,007595 \text{ аем}$; аем — атомная единица массы, равная $1,658 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. В соответствии с соотношением Эйнштейна ($E = mc^2$) она соответствует энергии в $931,1 \text{ Мэв} = 1,49 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$.

и обладает электрическим зарядом, то его величина не более чем 10^{-18} заряда электрона.

Радиоактивный распад нейтрона. Еще в 1935 г. на основании результатов своих опытов по точному определению массы нейтрона, оказавшейся больше массы атома водорода, Чэдвик и Гольдгабер высказали гипотезу о возможной нестабильности свободных нейтронов относительно β -распада. Были также предсказаны период полураспада свободных нейтронов и максимальная кинетическая энергия β -спектра. Опыты, проведенные впоследствии в различных лабораториях, показали, что свободный нейтрон является радиоактивным, и его распад схематически можно представить в виде:

$$n \rightarrow p + \bar{e} + \bar{\nu},$$

где p , \bar{e} и $\bar{\nu}$ — протон, электрон и нейтрино соответственно.

Первоначально период полураспада свободных нейтронов был определен равным $12 \pm 1,5$ мин. По результатам последних определений [12] он равен $11,7 \pm 0,3$ мин.

Максимальная кинетическая энергия β -частиц, испускаемых при распаде нейтрона, равна:

$$E_{\beta_{\max}} = 782 \pm 13 \text{ кэВ.}$$

Волновые свойства нейтрона. В соответствии с представлениями де-Бройля для нейтронов, движущихся со скоростью $v \ll c$, длина их волны λ определяется:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (3)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек — постоянная Планка;
 m — масса нейтрона.

Длина волны нейтрона связана с его энергией E_n

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE_n}} = \frac{2,86 \cdot 10^{-14}}{\sqrt{E_n}} \text{ м} = \frac{2,86 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{E_n}} \text{ Å}, \quad (4)$$

где λ — длина волны нейтрона в м или Å;
 E_n — энергия нейтрона в МэВ.

Формулы (3) и (4) даны без учета релятивистских поправок, так как для нейтронов, с которыми имеет дело практическая дозиметрия, эти поправки малы. На практике приходится иметь дело с нейтронами, энергия которых находится в пределах от 0,02 эВ до $2 \cdot 10^7$ эВ. При малой энергии нейтронов длина волны имеет тот же порядок, что и расстояния между атомами в веществе; при большой энергии длина волны нейтрона уменьшается до размеров, много меньших размеров ядра. Волновые свойства нейтронов проявляются при больших длинах волн, т. е. при малой энергии, когда длина волны нейтрона сравнима с межатомными расстояниями. В этом случае можно наблюдать дифракцию и интерференцию нейтронов от кри-

сталлических решеток. При увеличении энергии нейтрона и соответственно уменьшении длины его волны нейтрон проявляет свои корпускулярные свойства.

В табл. 1 приведены длины волн и скорости нейтронов, соответствующие различной кинетической энергии.

Скорость нейтрона вычислялась по формуле:

$$v = 1,38 \cdot 10^7 \sqrt{E_n} \text{ м/сек.} \quad (5)$$

Таблица 1

Длины волн, соответствующие различной энергии нейтрона

E_n , МэВ	v , м/сек	λ , м	E_n , МэВ	v , м/сек	λ , м
$0,025 \cdot 10^{-6}$	$2,19 \cdot 10^3$	$1,81 \cdot 10^{-10}$	1,0	$1,38 \cdot 10^7$	$2,86 \cdot 10^{-14}$
$1 \cdot 10^{-6}$	$1,38 \cdot 10^4$	$2,86 \cdot 10^{-11}$	2,0	$1,94 \cdot 10^7$	$2,02 \cdot 10^{-14}$
$1 \cdot 10^{-4}$	$1,38 \cdot 10^5$	$2,86 \cdot 10^{-12}$	5,0	$3,08 \cdot 10^7$	$1,28 \cdot 10^{-14}$
0,01	$1,38 \cdot 10^6$	$2,86 \cdot 10^{-13}$	10	$4,36 \cdot 10^7$	$9,05 \cdot 10^{-15}$
0,02	$1,94 \cdot 10^6$	$2,02 \cdot 10^{-13}$	20	$6,13 \cdot 10^7$	$6,41 \cdot 10^{-15}$
0,05	$3,08 \cdot 10^6$	$1,28 \cdot 10^{-13}$	50	$9,74 \cdot 10^7$	$4,05 \cdot 10^{-15}$
0,1	$4,36 \cdot 10^6$	$9,05 \cdot 10^{-14}$	100	$1,28 \cdot 10^8$	$2,79 \cdot 10^{-15}$
0,2	$6,13 \cdot 10^6$	$6,41 \cdot 10^{-14}$	200	$1,80 \cdot 10^8$	$1,98 \cdot 10^{-15}$
0,5	$9,74 \cdot 10^6$	$4,05 \cdot 10^{-14}$	500	$2,86 \cdot 10^8$	$1,25 \cdot 10^{-15}$

Классификация нейтронов по энергии. Вид взаимодействия нейтронов с ядрами атомов или с веществом, как целым, зависит от энергии нейтронов. На практике приходится иметь дело с нейтронами, энергия которых находится в очень широких пределах. Поэтому в настоящее время принято классифицировать нейтроны по их энергии. Диапазоны энергии выбирают так, чтобы нейтроны, принадлежащие к одной энергетической группе, объединялись сходными методами их получения и регистрации и определенным преобладающим видом взаимодействия с веществом. Переход между диапазонами энергии не является резким, и это вносит определенную степень свободы в выборе пределов. В последующем изложении везде, где говорится об энергии частицы, как правило, под этим понимается кинетическая энергия этой частицы. В настоящей книге принимается следующая классификация нейтронов по энергии:

1. **Тепловые нейтроны** — это нейтроны, находящиеся в тепловом равновесии с веществом (обычно при комнатной температуре). Поэтому такие нейтроны имеют максвелловское распределение по скоростям:

$$n(v) dv = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} dv, \quad (6)$$

где $n(v)$ — плотность нейтронов со скоростью v в единице объема;
 n — полное число нейтронов в единице объема;
 v_0 — наиболее вероятная скорость нейтронов, соответствующая кинетической энергии kT ($0,0253$ эв) и численно равная 2200 м/сек при температуре $293,15^\circ$ К;
 k — постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ дж/град.

Обычно к тепловым нейтронам относят нейтроны с энергией: $0 < E_n < 0,5$ эв. В большинстве практических случаев с достаточной точностью тепловые нейтроны рассматривают как моноэнергетические с энергией $0,025$ эв.

2. *Нейтроны промежуточной энергии.* К этому классу мы будем относить нейтроны с энергией от $0,5$ эв до 10 кэв. В спектре поглощения промежуточных нейтронов часто наблюдаются резонансные пики, и по этой причине нейтроны, относящиеся к этой области энергий, иногда называют резонансными. Правда, этот термин является несколько условным. Как показывает опыт, энергия нейтронов, при которой наблюдаются резонансы, зависит от атомного веса изучаемых ядер и от разрешающей способности использованной аппаратуры [13]. Так, для ядер углерода резонансы можно наблюдать при энергиях нейтронов 50 Мэв.

Нейтроны промежуточной энергии обычно возникают благодаря упругим столкновениям. Этот процесс — наиболее важный вид взаимодействия промежуточных нейтронов с тканью.

3. *Быстрые нейтроны.* К области быстрых нейтронов мы относим нейтроны с энергией от 10 кэв до 20 Мэв. Наиболее важным процессом взаимодействия с тканью является упругое рассеяние, хотя при энергиях нейтронов 10 — 20 Мэв вероятности неупругого рассеяния и ядерных реакций сравнимы с вероятностью упругого рассеяния.

4. *Сверхбыстрые или релятивистские нейтроны.* Все нейтроны с энергией больше 20 Мэв мы будем рассматривать как очень быстрые нейтроны. Энергия этих нейтронов превосходит энергию связи нуклонов в ядре, и по этой причине возможны сложные ядерные реакции. Кинетическая энергия этих нейтронов является заметной частью их энергии покоя. Релятивистские поправки должны учитываться.

Как уже отмечалось, в делении нейтронов по энергетическим группам возможен некоторый произвол. Поэтому можно встретить в литературе [14] следующую классификацию нейтронов: медленные нейтроны с энергией от 0 до 1000 эв, нейтроны промежуточных энергий с энергией от 1 до 500 кэв, быстрые нейтроны с энергией от $0,5$ до 10 Мэв и сверхбыстрые или релятивистские нейтроны с энергией больше 10 Мэв. Кроме того, в некоторых руководствах по нейтронным измерениям в разделах, посвященных классификации нейтронов, можно встретить термин «нейтроны деления». Однако этот термин не относится к классификации нейтронов по их энергии. Он скорее относится к классификации нейтронов по способу их получения.

Под нейтронами деления понимаются нейтроны, которые получают в результате реакции деления атомных ядер. Средняя энергия

нейтронов деления порядка 2 Мэв. Нейтроны деления играют важную роль в нейтронной дозиметрии, а также в экспериментах по измерению многих физических постоянных, характеризующих процессы их взаимодействия с различными веществами (постоянные, характеризующие замедляющие свойства некоторых веществ, средние логарифмические декременты энергии для ряда элементов и др.). Поэтому в последующем изложении часто будут приводиться данные, полученные с этими нейтронами.

ГЛАВА I

✓ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ И ИХ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Как известно, все атомные ядра, за исключением ядра водорода, содержат нейтроны и при определенных условиях могут излучать их. Чтобы нейтрон был испущен ядром, последнему необходимо сообщить добавочную энергию. Как правило, не существует долгоживущих изотопов, которые непосредственно излучают нейтроны. Исключение составляет небольшая группа тяжелых элементов (например, U^{238} , Pu^{240} и др.), которые испускают нейтроны в результате спонтанного деления ядер. Поэтому большинство нейтронных источников основано на использовании различных ядерных реакций, в результате которых образуются нейтроны. Примером может служить реакция (α, n) , которая происходит в Be^9 под действием α -частиц Po^{210} [$Be^9(\alpha, n)C^{12}$]. Эта реакция привела в свое время к открытию нейтрона.

Большой класс нейтронных источников основан на ядерном фотоэффекте. Возбуждение ядер в этом случае осуществляется γ -квантами с достаточно большой энергией.

С развитием техники ускорения заряженных частиц значительно расширились возможности для получения более мощных источников нейтронов, используя такие заряженные частицы, как протон, дейтрон, α -частицы или многозарядные ионы.

Успешное развитие реакторной техники позволило получить в распоряжение экспериментаторов более мощные нейтронные потоки, по сравнению с радиоактивными источниками нейтронов.

Все известные в настоящее время нейтронные источники, в зависимости от метода получения нейтронов, можно разделить на четыре группы:

- 1) радиоактивные источники;
- 2) источники, в которых нейтроны получают с помощью ускорителей заряженных частиц;
- 3) ядерный реактор как источник нейтронов;
- 4) нейтронные источники в виде атомного взрыва.

Для наиболее полной дозиметрической характеристики любого нейтронного источника необходимо знать распределение мощностей доз нейтронного излучения в модельной среде, окружающей источник. Однако при современном развитии измерительной техники прямые измерения мощностей доз даже в простейших случаях представляют довольно трудную экспериментальную задачу. При этом общий характер распределения поля доз в выбранной среде определяется основными физическими характеристиками нейтронных источников, к числу которых следует отнести:

- а) выход нейтронов;
- б) энергетический спектр испускаемых нейтронов;
- в) угловое распределение нейтронов;
- г) интенсивность γ -излучения.

Выход нейтронов является важной количественной характеристикой нейтронных источников.

Источники нейтронов обычно характеризуют полным числом нейтронов, испускаемых источником за его пределы в единицу времени. В качестве единицы выхода нейтронов принимается один нейтрон в секунду ($n/сек$).

Источники нейтронов можно также характеризовать удельным выходом нейтронов, под которым понимают отношение числа нейтронов, испускаемых источником, к активности радиоактивного вещества — для радиоактивных источников, или к току заряженных частиц на мишень — в случае использования ускорителей.

Следует отметить, что в литературе довольно часто вместо величины «выход нейтронов» можно встретить термины «сила» источника, «интенсивность», «мощность», «эмиссия», «скорость испускания» и др., которые, по нашему мнению, являются менее удачными.

В нейтронной дозиметрии часто приходится иметь дело с плотностью нейтронного потока, которую иногда неправильно, в целях сокращения, называют нейтронным потоком. В действующих в настоящее время «Санитарных правилах работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений» № 333—60 предельно допустимые уровни нейтронного излучения выражаются в единицах плотности нейтронного потока, т. е. $n/сек \cdot м^2$, ($n/сек \cdot см^2$). Отсюда следует, что плотность нейтронного потока является важной для дозиметрии характеристикой нейтронного поля. В дальнейшем мы будем часто пользоваться этой величиной. Однако, как мы увидим далее, оценку допустимых уровней нейтронного излучения удобнее производить непосредственно в единицах нейтронной дозы.

В наиболее простом случае точечного источника быстрых нейтронов с выходом нейтронов N значение плотности нейтронного потока J в воздухе в точке, расположенной на расстоянии R от источника, получается из соотношения

$$J = \frac{N}{4\pi R^2}, \quad (7)$$

где N — в $n/\text{сек}$;
 R — в m ;
 J — в $n/\text{сек} \cdot m^2$.

Соотношение (7) справедливо для случая сферически симметричного источника и без учета эффектов рассеяния и поглощения нейтронов в воздухе.

В случае, если известно число нейтронов в единице объема n и скорость нейтронов v , то плотность нейтронного потока выражается следующим соотношением:

$$J = nv. \quad (8)$$

Отметим, что выход нейтронов радиоактивных нейтронных источников составляет $10^6 \div 10^7$ $n/\text{сек}$, а ускорителей — $10^9 \div 10^{10}$ $n/\text{сек}$. Плотность потока нейтронов особенно высока в реакторах и при ядерных взрывах.

Энергетический спектр нейтронов. Известно, что биологические эффекты, вызываемые нейтронным излучением, очень сильно зависят от энергии нейтронов. Поэтому одной из самых существенных для нейтронной дозиметрии характеристик нейтронного источника является энергетический спектр нейтронов. Однако в ряде случаев для характеристики источника достаточно знать среднюю кинетическую энергию нейтронов. Средняя энергия нейтронов \bar{E} определяется соотношением

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{\max}} EN(E) dE}{\int_0^{E_{\max}} N(E) dE}, \quad (9)$$

где N — относительное число нейтронов с энергией в диапазоне от E до $E + dE$, приходящихся на единичный энергетический интервал спектра;

E_{\max} — наибольшая энергия нейтронов в спектре.

Разумеется, энергетический спектр нейтронов более точно характеризует источник, чем значение средней энергии.

Заметим, что почти все нейтронные источники испускают в основном быстрые нейтроны. Тепловые нейтроны образуются в результате замедления быстрых нейтронов в соответствующих замедлителях (например, вода, парафин, графит и др.).

Угловое распределение нейтронов. В практических измерениях весьма важно располагать данными об угловом распределении нейтронов, выходящих из источника. Характер углового распределения нейтронов зависит от типа и конструкции источника.

Как показал опыт, плотность потока нейтронов на определенном расстоянии от центра источника в некоторых случаях различна в пределах 20—30% в зависимости от угла наблюдения (угла между осью источника и направлением радиуса, проведенного из центра источника в точку наблюдения). Такое свойство источников называют

асимметрией углового распределения нейтронов или асимметрией внешнего нейтронного излучения. Это обстоятельство следует учитывать при градуировке нейтронных дозиметров и радиометров. В противном случае погрешность градуировки за счет такой асимметрии может достигать 20—30%. Поэтому на практике удобнее работать со сферически симметричными источниками, которые испускают нейтроны во все стороны равномерно. Отметим, что асимметрия углового распределения нейтронов особенно ярко выражена у источников, в которых нейтроны получаются при использовании ускорителей заряженных частиц.

Интенсивность γ -излучения. Любой нейтронный источник имеет сопутствующее γ -излучение, которое всегда необходимо учитывать в практике дозиметрических измерений, так как большинство детекторов нейтронов, используемых в нейтронных дозиметрах и нейтронных радиометрах, регистрируют также и γ -излучение. Кроме того, в ряде случаев γ -излучение создает значительные практические неудобства при работе с нейтронными источниками. Например, у $\text{RaBe}(\alpha, n)$ -источника, γ -излучение которого обусловлено не только радием, но и продуктами его распада, на один испускаемый нейтрон приходится около 6500 γ -квантов различной энергии. Однако интенсивность γ -излучения существенно различна для различных типов нейтронных источников. Так, у $\text{PoBe}(\alpha, n)$ -источников на один испускаемый нейтрон приходится в среднем один γ -квант.

В большинстве случаев источниками γ -фона являются:

- 1) собственное γ -излучение радиоактивного препарата;
- 2) γ -излучение, возникающее в процессе ядерной реакции, ответственной за образование нейтронов;
- 3) γ -излучение, возникающее при торможении ускоренных заряженных частиц (например, в устройствах для крепления мишеней и др.);
- 4) γ -излучение, возникающее в результате неупругого рассеяния нейтронов на окружающих предметах, стенах и пр.;
- 5) γ -излучение, возникающее при поглощении нейтронов.

РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

К радиоактивным источникам нейтронов относятся источники, в которых нейтроны получаются в результате взаимодействия α -или γ -излучения, испускаемого радиоактивным веществом, с ядрами атомов мишени (обычно легких элементов) или в процессе спонтанного деления тяжелых ядер.

В литературе имеется несколько обзоров [1—7], подробно рассматривающих отдельные свойства и характеристики радиоактивных источников нейтронов.

Радиоактивные нейтронные источники играют важную роль в лабораторной практике. Они имеют небольшие геометрические размеры и в большинстве случаев их можно считать точечными.

Выход нейтронов некоторых радиоактивных источников очень слабо изменяется со временем, причем это изменение происходит в соответствии с периодом полураспада используемых радиоактивных веществ и его можно точно учесть. Все это позволяет с успехом использовать их в качестве эталонов и образцовых мер, воспроизводящих единицу плотности нейтронного потока, необходимую для целей градуировки нейтронных дозиметров и радиометров, а также для определения нейтронных потоков, в различных средах и для определения эффективности нейтронных детекторов.

Радиоактивные источники нейтронов различаются как по типу используемого радиоактивного изотопа, так и по материалу мишени.

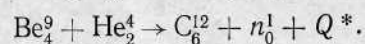
✓ Источники, основанные на использовании реакции (α, n)

Источники, в которых для получения нейтронов используется (α, n) -реакция, наиболее широко применяются для градуировки дозиметрической аппаратуры.

Большинство доступных радиоактивных изотопов испускает α -частицы с энергией 5—6 Мэв.

В (α, n) -источниках α -частицы бомбардируют мишень, в качестве которой обычно используются легкие элементы, такие, как бериллий, бор, фтор, литий, углерод и др.

Наибольший выход нейтронов получается при использовании бериллия. Нейтроны образуются в результате ядерной реакции:



RaBe (α, n). Важнейшим α -излучателем для получения нейтронов служит Ra^{226} и продукты его распада.

Существует несколько методов приготовления RaBe (α, n)-источников [7, 8]. Обычно смесь соли радия, например RaBr_2 , тщательно перемешивается с размельченным бериллиевым порошком, а затем запрессовывается.

Это позволяет существенно уменьшить нестабильность смеси, но не исключить ее полностью. Постоянство выхода наиболее желательно для источников, используемых в качестве рабочих эталонов и образцовых мер.

На рис. 1 показана типичная конструкция оболочки, используемой для RaBe (α, n)-источников. Как видно из рисунка, активная смесь 1 помещается в оболочку 2 и тщательно запаивается. Необходимость в запайке вызвана тем, что среди продуктов распада радия имеется радиоактивный газ радон, который постепенно накапливается в источнике и может просачиваться наружу через сварной шов 4. Поэтому для обеспечения безопасности работы с RaBe (α, n)-

* Здесь и в дальнейшем изложении через Q обозначается энергия ядерной реакции, которая в данном случае положительна и составляет 5,708 Мэв. Эта энергия распределяется между продуктами ядерной реакции, т. е. между ядром C^{12} и нейтроном.

источниками и создания полной герметизации используется вторая оболочка 3, которая также заваривается. При работе с RaBe (α, n)-источником следует всегда помнить о возможности утечки радона из источника, ввиду чего его следует регулярно, скажем, два раза в год, проверять на утечку радона (см. гл. VI). Для материала оболочки используют нержавеющую сталь, никель или латунь.

Для того чтобы выход нейтронов был сферически симметричным, необходимо применять контейнеры сферической формы. Однако для прессованных источников это привело бы к значительному усложнению технологии их приготовления. Поэтому источники обычно изготавливаются в виде правильного цилиндра с высотой равной диаметру. При этом общая толщина стенок обеих оболочек должна быть одинаковой с торцов и по бокам.

Выход нейтронов для прессованных RaBe (α, n)-источников зависит от соотношения атомов радия и бериллия и по данным работы [1] его можно оценить по приближенной формуле:

$$N_{\text{RaBe}} = 1,7 \cdot 10^7 \frac{M_{\text{Be}}}{M_{\text{Be}} + M_{\text{RaBr}_2}} n/\text{сек} \cdot g \text{ Ra}, \quad (10)$$

где M_{Be} — масса бериллия;

M_{RaBr_2} — масса бромистого радия.

Выход нейтронов сильно зависит от энергии α -частиц. В табл. 2 в качестве иллюстрации рассчитаны выходы нейтронов для всех групп α -частиц RaBe (α, n)-источника в случае тонкой бериллиевой мишени.

Таблица 2
Выход нейтронов для RaBe (α, n)-источника в случае тонкой мишени.

Выход рассчитан по формуле [9]

$$N_{\text{max}} = 0,152 \cdot E^{3,65}$$

Излучатель	Энергия частиц E_{α} , Мэв	Процентное соотношение	Период полураспада	Выход нейтронов N_{max} $n/10^6 \alpha$ -частиц
Ra^{226}	4,777	94,3	1622 года	46
Em^{222}	5,486	100	3,825 суток	76
Po^{218}	5,998	100	3,05 мин	105
Po^{214}	7,680	100	164 мксек	258
Po^{210}	5,298	99,9	138,4 суток	67
Pb^{206}	—	—	Стабильный	—
Общий выход				552

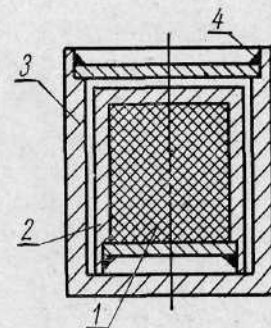


Рис. 1. Конструкция контейнера для RaBe (α, n)-источника нейтронов:

1 — активная смесь; 2 — внутренняя оболочка; 3 — наружная оболочка; 4 — сварной шов.

Как видно из таблицы, наибольший вклад в общий выход нейтронов (почти половину) дают α -частицы Po^{214} с $E_\alpha = 7,680 \text{ Мэв}$.

Большое число α -частиц, участвующих в образовании нейтронов в случае RaBe (α, n)-источника, позволяет готовить источники с большим выходом нейтронов при малых геометрических размерах.

Например, RaBe (α, n)-источник, содержащий 500 мг радия, имеет размеры 2 см в диаметре и 2 см по высоте и испускает около $6 \cdot 10^6 \text{ н/сек}$.

Внешнее нейтронное излучение RaBe (α, n)-источников не является постоянной величиной, как этого следовало бы ожидать, исходя из большого периода полураспада радия. Дело в том, что в случае RaBe (α, n)-источника, содержащего свежий очищенный радий, должен пройти срок около одного месяца, чтобы установилось равновесие между радием и короткоживущими продуктами распада. Накопление Po^{210} в соответствии с периодом полураспада RaD , равным 19,4 года, приводит к постепенному увеличению выхода нейтронов RaBe (α, n)-источника. Это может быть учтено, если использовать следующее выражение [10]:

$$N = N_0 \left[1 + 0,143 \left(1 - e^{-\frac{t}{28,34}} \right) \right], \quad (11)$$

где t — годы;

N_0 — выход нейтронов в момент герметизации.

Заметим, что в первые годы после приготовления источника изменение в выходе нейтронов составляет около 0,5% в год.

Отправным пунктом в нейтронной дозиметрии является оценка энергии нейтронного излучения, поглощенной в единице тканеэквивалентного вещества. Отсюда следует, что изучение энергетической характеристики нейтронного поля, т. е. спектра нейтронов, представляет важную задачу в области нейтронной дозиметрии.

Почти все (α, n)-источники имеют широкие энергетические спектры испускаемых нейтронов даже и в том случае, если α -излучатель испускает α -частицы только одной энергии (например, Po^{210}).

В общем случае энергия нейтронов, испускаемых (α, n)-источниками, определяется следующими факторами:

- 1) энергией бомбардирующих α -частиц;
- 2) энергетическими потерями на преодоление кулоновского барьера ядра-мишени α -частицей;
- 3) энергией ядерной реакции;
- 4) энергетическим состоянием остаточного ядра. Это ядро может остаться в возбужденном состоянии, а затем перейти в основное состояние с излучением γ -квантов. Это обстоятельство приводит к дополнительному размытию спектра нейтронов;
- 5) ионизационными потерями α -частицы в смеси до столкновения с ядром атома мишени;
- 6) упругим и неупругим рассеянием образовавшихся нейтронов в самом источнике и стенках его контейнера;

7) направлением вылета нейтронов по отношению к направлению падения α -частиц.

Экспериментальное изучение нейтронных спектров представляет весьма трудную задачу, которая значительно усложняется наличием интенсивного γ -излучения, например, в случае RaBe (α, n)-источника.

Энергетический спектр нейтронов довольно трудно определить на основании теоретических расчетов, хотя за последние годы определенные успехи в этом направлении достигнуты [11].

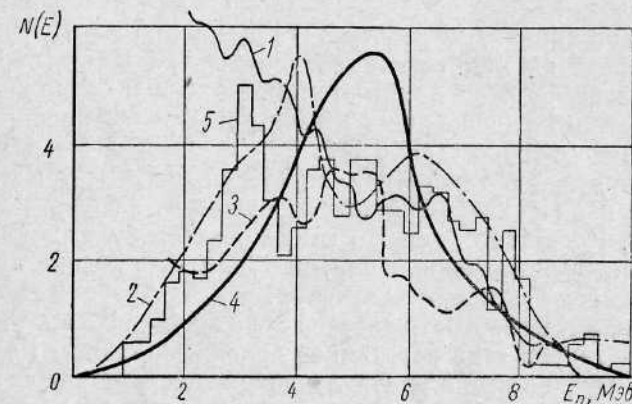


Рис. 2. Спектр нейтронов RaBe (α, n)-источника:

1 — счетчик на протонах отдачи [14]; 2 — фотопластинки [15]; 3 — счетчик [16]; 4 — фотопластинки [16]; 5 — фотопластинки [13, 16].

Дело в том, что наряду с реакцией $\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$ для некоторых групп α -частиц может протекать реакция $\text{Be}^9 (\alpha, n) 3 \text{He}^4$, с эффективным порогом 4,8 Мэв, которая, очевидно, приводит к появлению группы нейтронов с энергией E_n от 0 до 6 Мэв [12]. Однако прямые спектрометрические измерения не позволяют непосредственно исследовать часть нейтронного спектра при ($E_n < 100 \text{ кэв}$).

С другой стороны, целый ряд косвенных опытов [11, 13] по изучению ослабления нейтронов в воде, парафине и др. указывает на тот факт, что в спектре RaBe (α, n)-источника присутствует значительная доля нейтронов низкой энергии, которая составляет 25—30% от полного выхода нейтронов. Кроме того, нейтроны с энергией (от 0,002 до 0,67 Мэв) могут также образовываться в результате фотоядерной реакции на бериллии, достигая 3% от полного выхода нейтронов.

Спектр нейтронов, испускаемых RaBe (α, n)-источником, имеет достаточно сложный вид (рис. 2). Некоторые детали этого спектра обсуждаются в работах [6—16]. Максимальная энергия нейтронов RaBe (α, n)-источника составляет 13,2 Мэв, а средняя энергия — 3,6 Мэв.

Основным недостатком RaBe (α, n)-источника следует считать очень высокий γ -фон, обусловленный радием и продуктами его распада (см. табл. 3). Кроме того, к недостаткам RaBe (α, n)-источника, особенно при использовании его для целей эталонирования, следует отнести возможность механического перемещения смеси, нестабильность за счет образования Po^{210} , а также неточные данные об энергетическом спектре испускаемых нейтронов. Несмотря на отмеченные недостатки, RaBe (α, n)-источники используются в ряде стран в качестве эталонов нейтронного излучения.

Чтобы избавиться от проблемы равномерности смешивания в пресованных источниках, в работе [17] в качестве (α, n)-источника было предложено химическое соединение радия и бериллия — RaBeF_4 . Взаимное расположение атомов радия и бериллия в таком источнике строго фиксировано, а выход нейтронов пропорционален весу источника с точностью до 1%.

Выход нейтронов такого источника меньше, чем у RaBe (α, n)-источника, и он также меняется со временем за счет накопления в нем Po^{210} . Кроме того, неясно, каким образом будет влиять на выход нейтронов разложение соли, которое постепенно происходит со временем под действием излучения.

Иногда в качестве α -излучателей используются RaD^{210} , RaTh^{228} . Спектры нейтронов этих источников похожи на спектр RaBe (α, n)-источника. Однако внешнее γ -излучение этих источников также велико. Для иллюстрации в табл. 3 приведены значения внешнего γ -излучения некоторых (α, n)-источников.

Таблица 3
Внешнее γ -излучение [α, n]-источников [18, 19]

Источник нейтронов	Внешнее γ -излучение	
	мр/ч.м на 1 кюри	мр/ч.м на 10^6 н/сек
RaBe	850	60
RaDBe	22	8,8
RaBeF_4	—	38
PoBe	0,1	0,04
AcBe	146	8,1
PuBe	3,7	1,7
RaThBe	5,75	30
RaB	—	14
AmBe	—	<0,1

PoBe (α, n). Весьма широко распространены PoBe (α, n) нейтронные источники. Внешнее γ -излучение этих источников очень низкое, что является их существенным преимуществом по сравнению с RaBe (α, n)-источниками. С другой стороны, это очень нестабильный источник (период полураспада Po^{210} равен 138,4 суток), что затрудняет использование PoBe (α, n)-источников для целей

эталонирования. Несмотря на это PoBe (α, n)-источники часто используются для градуировки нейтронных дозиметров и радиометров. Относительный выход нейтронов этого источника несколько меньше, по сравнению с RaBe (α, n)-источником. Это объясняется тем, что энергия α -частиц полония ниже средней энергии α -частиц, испускаемых радием и продуктами его распада. Кроме того, Po^{210} излучает только одну α -частицу на распад, в то время как у радия приходится пять α -частиц на распад. Энергетический спектр нейтронов PoBe (α, n)-источника, изображенный на рис. 3, в основном, похож на спектр RaBe (α, n)-источника, за исключением области малых

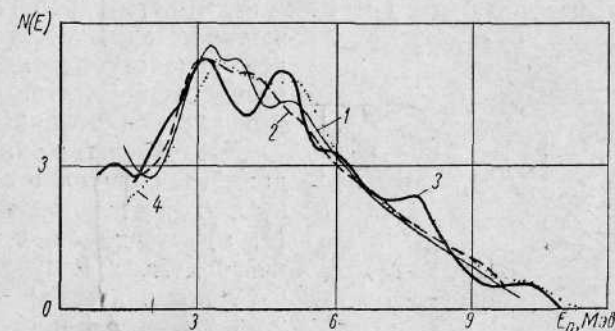


Рис. 3. Спектр нейтронов PoBe (α, n)-источника:

1 — телескоп на протонах отдачи [20]; 2 — то же [16]; 3 — фото-пластинки [21]; 4 — LiF сцинтилляционный спектрометр [22].

значений энергии. Количество нейтронов низкой энергии в спектре PoBe (α, n)-источника, по-видимому, меньше, чем у RaBe (α, n)-источника. Максимальная энергия нейтронов PoBe (α, n)-источника около 11 Мэв, а средняя энергия около 4,3 Мэв. В настоящее время методы приготовления PoBe (α, n)-источников разработаны достаточно хорошо [23]. При этом можно готовить источники с заданным номиналом по активности полония и с большим выходом нейтронов, до 10^8 н/сек. Следует отметить, что особенностью полония является возможность отрыва его мельчайших частиц от основной массы вещества, в результате чего полоний может появиться в воздухе, что крайне нежелательно. Поэтому и для PoBe (α, n)-источника необходима тщательная его герметизация.

Экспериментальные исследования характера изменения внешнего излучения PoBe (α, n)-источника, выполненные при помощи «всеволнового» счетчика нейтронов (см. гл. IV), показали, что оно убывает со временем, как этого и следовало ожидать, в соответствии с периодом полураспада Po^{210} , равным 138,4 суток [24].

PuBe (α, n). За последние годы, в связи с развитием реакторной техники, стали более доступны такие α -излучатели, как Pu^{239} , Am^{241} , Cm^{242} . Из них наиболее широко используются PuBe (α, n)-источники. Они имеют слабое γ -излучение и постоянный нейтронный выход. Поскольку период полураспада Pu^{239} равен 24 360 годам [25], вы-

ход нейтронов в течение промежутка времени в 20 лет изменится только на 0,14%.

Плутониевые источники обычно изготавливаются в виде интерметаллического соединения плутония с бериллием, PuBe_{13} с плотностью $\sim 3,7 \text{ г/см}^3$. Существенным преимуществом таких источников является отсутствие какого-либо механического перемещения α -излучателя по отношению к мишени. PuBe (α, n)-источник хорошо поддается обработке и его можно изготовить в виде сферы, что необходимо для получения сферически симметричного углового распределения нейтронов. На рис. 4 изображена конструкция сферических контейнеров, используемых для PuBe (α, n)-источников [26]. В качестве материала для контейнеров используется никель, что позволяет осуществить магнитный захват источников.

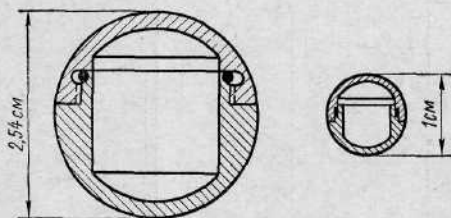


Рис. 4. Конструкция сферического контейнера для PuBe (α, n)-источников.

Контейнеры в виде сферы диаметром около 1 см используются для изготовления PuBe (α, n)-источников с внешним нейтронным излучением до $6 \cdot 10^4 \text{ н/сек}$, большие, диаметром 2,54 см, — для источников до $4,5 \cdot 10^5 \text{ н/сек}$. Для источников с внешним излучением около 10^6 н/сек могут применяться цилиндрические контейнеры. Так, например, PuBe (α, n)-источник, испускающий $7 \cdot 10^6 \text{ н/сек}$, содержит 5 кюри плутония и имеет форму цилиндра диаметром 3,3 см и высотой 8,3 см [6].

Для плутониевых источников также необходима тщательная герметизация активного объема, так как плутоний является одним из самых сильных из известных ядов.

Как показал опыт, выход нейтронов PuBe (α, n)-источника несколько меньше, чем у RaBe (α, n)-источника и составляет $6,7 \cdot 10^4 \text{ н/сек} \cdot \text{г PuBe}_{13}$ [26, 27].

Энергетический спектр нейтронов PuBe (α, n)-источника, по данным работы [28], во многом похож на спектр PoBe (α, n)-источника (рис. 5).

Из анализа экспериментальных нейтронных спектров PuBe (α, n)-и RaBe (α, n)-источников можно сделать вывод, что если в спектре PuBe (α, n)-источника и присутствует группа нейтронов с $E_n < 100 \text{ Мэв}$, то во всяком случае ее относительный вклад в полное число нейтронов значительно меньше, в сравнении с 20—30% у RaBe (α, n)-источника [29]. Очевидно, это связано с тем, что энергия α -частиц Po^{210} ($E_\alpha \sim 5,29 \text{ Мэв}$) и Pu^{239} ($E_\alpha \sim 5,1 \text{ Мэв}$) значительно меньше по сравнению с максимальной энергией α -частиц у RaBe (α, n)-источника ($E_\alpha \sim 7,7 \text{ Мэв}$).

Однако последние исследования показали, что в спектре PuBe (α, n)-источника имеется интенсивная группа нейтронов с энергией около 0,3 Мэв [30],

Необходимо отметить, что при работе с PuBe (α, n)-источниками могут возникать значительные трудности, связанные со способностью деления ядер Pu^{239} под действием медленных нейтронов, в результате которого испускается несколько быстрых нейтронов. Сечение деления Pu^{239} для тепловых нейтронов равно 750 барн. Это обстоятельство следует учитывать в практических измерениях, когда источники помещаются в замедлители.

Кроме того, наличие в PuBe (α, n)-источнике небольшой примеси Pu^{241} ($T_{1/2} = 12,9$ года), который распадается с образованием Am^{241} , приводит к тому, что выход нейтронов изменяется во времени. Так, например, у PuBe (α, n)-источника [31], содержащего 94% изотопа Pu^{239} , увеличение выхода нейтронов составляет 1,403% в год в основном за счет накопления Am^{241} . Распад небольших примесей Pu^{238} ($T_{1/2} = 86,4$ года) и Pu^{240} ($T_{1/2} = 6580$ года) не приводит к заметному изменению выхода нейтронов в течение 10—20 лет.

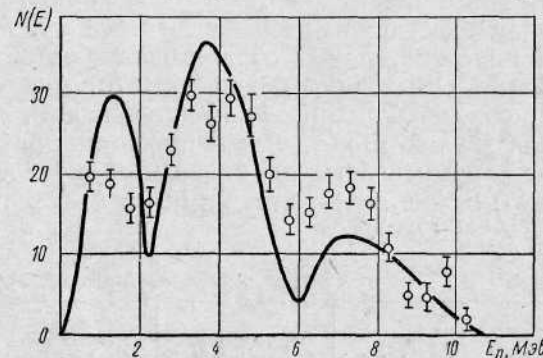


Рис. 5. Спектр нейтронов PuBe (α, n)-источника. Сплошной линией изображен расчетный спектр [11].

В работе [26] приводится формула, позволяющая учесть изменения выхода нейтронов PuBe (α, n)-источника, зная изотопный состав используемого плутония:

$$N_t = N_0 \left[1 + k \left(1 - e^{-\frac{t}{18,6}} \right) \right], \quad (12)$$

где N_t — выход нейтронов через t лет, н/сек ;

t — промежуток времени с момента выделения плутония в годах;

N_0 — выход нейтронов в отсутствии Am^{241} , н/сек .

Коэффициент k зависит от изотопного состава используемого плутония и определяется из следующего выражения:

$$k = \frac{\frac{1,28 \cdot a(\text{Pu}^{241})}{T(\text{Am}^{241})}}{\frac{a(\text{Pu}^{239})}{T(\text{Pu}^{239})} + \frac{a(\text{Pu}^{240})}{T(\text{Pu}^{240})} + \frac{1,27a(\text{Pu}^{238})}{T(\text{Pu}^{238})}}, \quad (13)$$

где a — относительное содержание изотопа;

T — период полураспада изотопа ($T_{1/2}$).

Так, например, для источника, содержащего примесь 0,06% Pu^{241} , выход нейтронов увеличится на 2,6% за 20 лет, а для источника с содержанием примесей Pu^{241} в 0,0003% изменение составит только 0,04% за 20 лет.

Из сказанного следует, что необходимым условием стабильности PuBe (α, n)-источников является использование чистого плутония (с содержанием изотопа Pu²³⁹ не менее 99,9%). Стабильность, неплохая воспроизводимость, низкая интенсивность γ -излучения, возможность изготовления источников со сферическим симметричным угловым распределением нейтронов — все это делает PuBe (α, n)-источники весьма полезными для метрологических работ, особенно для использования их в качестве эталонов в нейтронной дозиметрии.

AmBe (α, n) и CmBe (α, n). В качестве α -излучателей иногда используются изотопы Am²⁴¹ и Cm²⁴².

Am²⁴¹ имеет период полураспада 461 год [32] и испускает только одну α -частицу на распад с энергией 5,47 Мэв. Америций так же, как и плутоний, может образовывать соединения с бериллием в виде AmBe₁₃. Выход нейтронов AmBe (α, n)-источников несколько больше по сравнению с PuBe (α, n)-источниками. Значение выхода нейтронов для двух AmBe (α, n)-источников при различном содержании Am²⁴¹ по данным работы [9] приводится в табл. 4. Для практической работы важно знать, что AmBe (α, n)-источники имеют низкий γ -фон ($E_\gamma \sim 60$ кэв).

Таблица 4
Выход нейтронов AmBe (α, n)-источников

Источник нейтронов	Отношение, атомов Be/Am	α -активность Am ²⁴¹ , расп/сек	Выход нейтронов, n/сек	Число нейтронов на 10 ⁶ α -частиц
AmBe ₁₃ № 1	263 : 1	$2,97 \cdot 10^9$	$2,13 \cdot 10^5$	71,7
AmBe ₁₃ № 2	14 : 1	$3,24 \cdot 10^9$	$1,57 \cdot 10^5$	48,5

В случае использования Cm²⁴² с энергией α -частиц 6, 10 Мэв можно получить более высокий выход нейтронов по сравнению с AmBe (α, n)-источниками.

Следует отметить, что Am²⁴¹Be (α, n)-источник так же, как и Pu²³⁸Be (α, n)-источник, является весьма удобным для создания эталонных нейтронных излучателей. Однако эти источники еще недостаточно изучены.

AcBe (α, n). В настоящее время AcBe (α, n)-источники пока еще не нашли широкого применения. Достоинством AcBe (α, n)-источников является сравнительно большой выход нейтронов и малые геометрические размеры источника. Из этого понятен возросший за последнее время интерес к актиниевым источникам.

Актиниевые источники изготавливаются или в виде сплава актиния с бериллием или методом прессования. Поскольку среди продуктов распада актиния имеется газ актинон, то и для AcBe (α, n)-источников герметизация активной части также необходима.

По сравнению с RaBe (α, n)-источником, γ -спектр Ac²²⁷ содержит сравнительно небольшое число γ -линий с энергией меньше 900 кэв. Период полураспада Ac²²⁷ — 21,7 года [33].

Внешнее γ -излучение AcBe (α, n)-источника по сравнению с RaBe (α, n)-источником при одинаковых нейтронных выходах примерно в 7 раз ниже.

Результаты измерения спектра AcBe (α, n)-источника, полученные при помощи метода фотоэмульсий, по данным работы [12], приводятся на рис. 6, из которого видно, что в общем спектры AcBe (α, n)-и RaBe (α, n)-источников (см. рис. 2) очень похожи. Кроме того, наличие среди продуктов распада Ac²²⁷, Po²¹⁵ с энергией α -частиц 7,36 Мэв, очевидно, приводит к тому, что в спектре AcBe (α, n)-источника может присутствовать значительная группа нейтронов малых энергий, возникающих вследствие реакции Be⁹ (α, n) 3He⁴. Так как

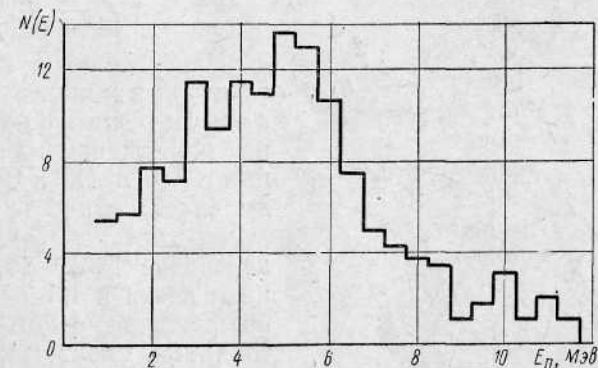


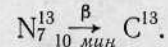
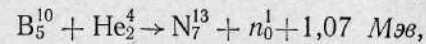
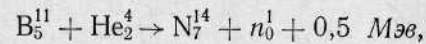
Рис. 6. Спектр нейтронов AcBe (α, n)-источника.

наименьшая энергия нейтронов, которая может быть измерена при помощи метода фотоэмульсий, составляет около 0,3—0,5 Мэв, то естественно, что эта группа нейтронов не могла быть обнаружена.

По данным работы [9], выход нейтронов AcBe (α, n)-источника при радиоактивном равновесии продуктов распада, которое наступает приблизительно через 6 месяцев после запайки источника, составляет 709 нейтронов на 10⁶ α -частиц, что соответствует $2,64 \cdot 10^7$ n/сек · кюри Ac²²⁷. Это только на 4% отличается от экспериментально измеренного значения. Например, для AcBe (α, n)-источника, содержащего 12,9 мкюри Ac²²⁷, получено значение выхода нейтронов, равное $3,25 \cdot 10^5$ n/сек, что при учете погрешности определения выхода, которая составляла около 3%, удовлетворительно согласуется с теорией. Следует отметить, что высокий выход нейтронов и низкий фон γ -излучения делают AcBe (α, n)-источники полезными для использования их при градуировке нейтронных дозиметров и радиометров.

Вместо бериллия в качестве мишеней в (α, n)-источниках могут использоваться бор, фтор, литий и др. в сочетании с любыми из перечисленных выше α -излучателями, но выход нейтронов в этом случае значительно меньше. Это обстоятельство ограничивает применение таких источников.

PoB (α , n). Выход нейтронов для PoB (α , n)-источника составляет около 0,25% от величины выхода PoBe (α , n)-источника. Максимальная энергия нейтронов PoB (α , n)-источника составляет около 6 Мэв; для PoBe (α , n)-источника она составляет 11 Мэв. Как правило, в PoB (α , n)-источниках используется естественный бор, содержащий 18,2% B¹⁰ и 81,8% B¹¹. При этом реакция (α , n) идет на обоих изотопах:



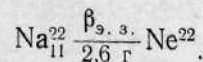
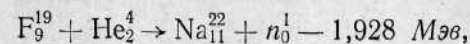
Наиболее точные измерения спектров и выходов нейтронов, а также теоретические расчеты нейтронных спектров для реакций B¹⁰ (α , n) N¹³ и B¹¹ (α , n) N¹⁴ выполнены в работе [34]. Согласно этим измерениям выход нейтронов PoB¹¹ (α , n)-источника почти в 4,5 раза больше по сравнению с PoB¹⁰ (α , n)-источником. Спектры источников, измеренные при помощи метода фотоэмюльсий и на сцинтилляционном спектрометре, приводятся на рис. 7. Как видно из рисунка, в спектре PoB¹⁰ (α , n)-источника наблюдается два максимума в районе 1 Мэв и 3 Мэв, и максимальная энергия нейтронов равна 6 Мэв. В спектре PoB¹¹ (α , n)-источника наблюдается только один максимум, а средняя энергия нейтронов равна ~2,7 Мэв. Заметим, что полученные спектры хорошо согласуются с теоретически предсказанной формой спектра [11, 35].

Рис. 7. Спектры нейтронов PoB¹⁰ (α , n)-и PoB¹¹ (α , n)-источников:

1 — метод фотопластинок; 2 — телескоп на протонах отдачи.

Существенным недостатком PoB (α , n)-источников является их нестабильность. Однако использование вместо полония α -излучателя с большим периодом полураспада, например, плутония, позволило бы получить стабильный источник.

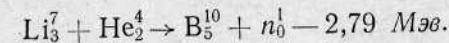
PoF (α , n). Поскольку фтор имеет один стабильный изотоп — F¹⁹, нейтроны могут получаться только в результате реакции:



Порог этой реакции равен 2,33 Мэв. Этот тип источника был успешно использован для эталонирования RaBe (α , n)-источника [35]

Спектр PoF (α , n)-источника изображен на рис. 8. Так как средняя энергия нейтронов источника составляет около 1,4 Мэв, PoF (α , n)-источник широко используется в нейтронной дозиметрии [13].

PoLi (α , n). Источником нейтронов малой энергии может служить реакция:



Порог этой реакции — 4,379 Мэв. При использовании Po²¹⁰ в качестве источника α -частиц испускаются нейтроны низкой энер-

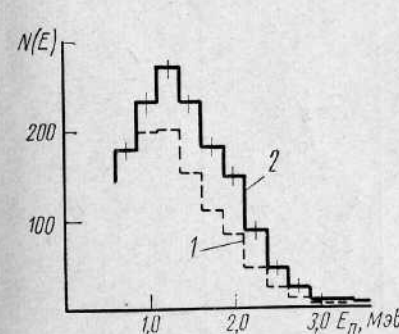


Рис. 8. Спектр нейтронов PoF (α , n)-источника:

1 — спектр протонов отдачи в направлении «вперед»; 2 — этот же спектр с учетом поправок на рассеяние и на утечку [35].

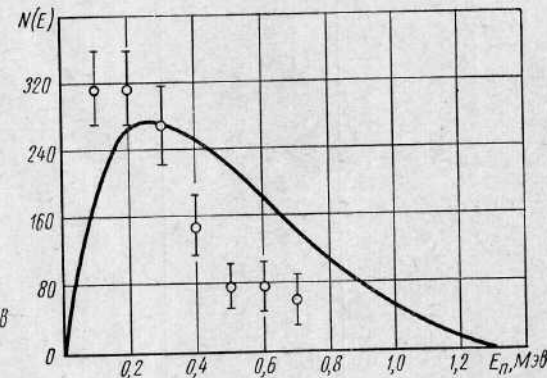
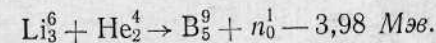


Рис. 9. Спектр нейтронов PoLi (α , n)-источника.

Сплошной линией указан теоретический спектр [11].

гии (средняя энергия около 480 кэв) при незначительном фоне γ -излучения. Спектр нейтронов PoLi (α , n)-источника [36] приводится на рис. 9. Так как в природном литии содержится 92,5% Li⁷ и 7,5% Li⁶, то вполне возможно появление нейтронов и в результате реакции:



Однако энергия α -частиц Po²¹⁰ значительно ниже порога этой реакции, который равен 6,64 Мэв.

Основные характеристики наиболее важных для практического использования радиоактивных (α , n)-источников приводятся в табл. 5. Расчетные формы спектров некоторых (α , n)-источников можно найти в работе [11].

Фотонейтронные источники

Для получения нейтронов широко используется также ядерный фотоэффект, который имеет место в случае, когда энергия γ -квантов больше энергии связи нейтрона в ядре мишени. Наименьшую энергию связи нейтронов имеют ядра бериллия и дейтерия, которые обычно и используются в качестве мишеней в (γ , n)-источниках;

Характеристики некоторых (α , n)-источников [7, 16, 34]

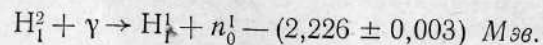
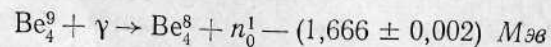
Источник нейтронов	Период полураспада	Максимальная энергия нейтронов, Мэв	Средняя энергия нейтронов, Мэв	Удельный выход нейтронов 10^6 н/сек. кюри
Ra ²²⁶ Be	1622 года	13,2	3,63	15
Rn ²²² Be	3,825 суток	13,2	—	12
RaBeF ₄	1622 года	13,2	—	2,5
RaDBe	19,4 »	10,87	4,5	2,5
RaThBe	1,9 »	—	—	17—20
Po ²¹⁰ Be	138,4 суток	10,87	4,3	2,5
Po ²⁰⁸ Be	2,93 года	10,71	—	—
Pu ²³⁸ Be	86,4 »	11	—	2,8
Pu ²³⁹ Be	24 360 лет	10,74	4,5	2,0
Ac ²²⁷ Be	21,7 года	12,79	4,6	25
Am ²⁴¹ Be	461 год	11	—	2,9
Cm ²⁴² Be	162,5 суток	11,6	—	4,0
Po ²¹⁰ B ¹⁰	138,4 »	6,0	—	0,2
Po ²¹⁰ B ¹¹	138,4 »	5,0	2,7	0,8
RaB	1622 года	B ¹⁰ —8,58 B ¹¹ —7,25	—	7
Po ²¹⁰ F ¹⁹	138,4 суток	2,8	1,4	0,2
Po ²¹⁰ Li	138,4 »	1,32	0,48	0,05
Po ²¹⁰ Na	138,4 »	4,45	—	0,04
Po ²¹⁰ Al	138,4 »	2,7	—	0,02

при этом пороги (γ , n)-реакции равны 1,67 Мэв и 2,23 Мэв соответственно. Для других атомных ядер порог этой реакции значительно выше энергии γ -квантов, испускаемых известными радиоактивными излучателями.

Фотонейтронные источники представляют большой практический интерес для нейтронной дозиметрии, так как позволяют получать потоки моноэнергетических нейтронов.

При использовании в качестве мишеней бериллия и дейтерия можно получить фотонейтроны в диапазоне энергии от 25 кэв до 1 Мэв. Наиболее важные характеристики основных (γ , n)-источников приводятся в табл. 6.

Соответствующие ядерные реакции, используемые для получения нейтронов в случае бериллия и дейтерия, можно записать в следующем виде:



Характеристики некоторых фотонейтронных источников [6, 18]

γ -источник	Период полураспада	Энергия γ -квантов E_γ , Мэв	Относительная интенсивность	Материал мишени	σ_γ , 10^{-30} м ²	Энергия нейтронов E_n , кэв	Удельный выход нейтронов N_0 , 10^4 н/сек кюри.г	σ_r , 10^{-26} м ²	Выход γ -квантов $\mu\text{р/ч.см}$ на кюри
Na ²⁴	14,8 ч	2,757	1,00	Be D	6,7±0,5	830 220	13 27	0,41	1920
Mn ⁵⁶	2,576 ч	1,77	0,30	Be	—	150	—	10,7	—
		2,06	0,20	Be	—	300	2,9	—	—
		2,88	0,01	D	—	220	0,31	—	—
Ga ⁷²	14,3 ч	1,87	0,08	Be	—	—	5,9	1,3	1500
		2,21	0,33	Be	—	—	3,7	—	—
		2,51	0,26	Be	—	—	—	—	—
		2,51	0,26	D	11,9±0,8	130	6,9	—	—
Y ⁸⁸	104 суток	1,853	0,995	Be	6,5±0,3	158±5	10	—	—
		2,76	0,005	Be	—	220	13	—	—
		2,76	0,005	D	15,9±0,6	—	0,3	—	—
Jn ¹¹⁶	53,93 мин	2,090	0,25	Be	—	300	0,82	150	—
		2,09	0,07	Be	—	—	—	—	—
Sb ¹²⁴	60 суток	1,69	0,51	Be	12,6±0,7	24±2	13	1,1	1200
		2,09	0,07	Be	—	—	—	—	—
La ¹⁴⁰	40 ч	2,51	0,04	Be	3,3	620	0,23	7,7	—
		—	—	D	11,9±0,8	151	0,97	—	—
RaTh	1,9 года	2,623	—	D	13,9±0,6	197±10	9,5	—	—
MsTh	6,7 года	1,800	0,04	Be	—	—	—	119	—
		2,200	0,03	Be	—	—	—	—	—
		2,614	0,65	Be	3,9±0,2	827±30	3,5	—	—
		2,614	0,65	D	13,9	197±10	9,5	—	—
Ra	1622 года	1,690	0,0224	Be	—	—	—	—	—
		1,761	0,143	Be	—	—	—	—	—
		1,820	0,024	Be	—	—	—	—	—
		2,090	0,022	Be	—	0,7 _{max}	3,5	—	—
		2,200	0,059	Be	—	—	—	—	—
		2,420	0,025	Be	—	—	—	—	—
		2,420	0,02	D	—	120	0,1	—	—
		—	—	—	—	—	—	—	—

$\sigma_{\gamma, n}$ — сечение фоторасщепления;

N_0 — стандартный удельный выход нейтронов, под которым понимается число нейтронов, испускаемых источником в секунду в расчете на 1 кюри радиоактивного изотопа и 1 г материала мишени, расположенного на расстоянии 1 см от γ -источника;

σ_r — сечение радиационного захвата для исходного изотопа.

В общем случае энергия фотонейтронов определяется энергией γ -квантов — E_γ , энергией ядерной реакции Q и углом вылета нейтронов. Однако, пренебрегая зависимостью энергии нейтронов от угла вылета, энергию фотонейтронов можно оценить, используя выражение:

$$E_n = \frac{M}{M+1} (E_\gamma - Q), \quad (14)$$

где M — масса конечного ядра.

Наряду с тем, что энергия фотонейтронов в некоторой степени зависит от угла их вылета, происходит также размытие их энергий, вследствие комптоновского рассеяния γ -квантов и замедления нейтронов в Be и D_2O .

Из (γ, n) -источников RaBe (γ, n) -источник является наиболее широко распространенным. Одна из конструкций этого источника, которая была предложена в 1949 г. [37], состоит из

Рис. 10. Конструкция RaBe (γ, n) -источника нейтронов.

бериллиевой сферы диаметром 4 см и капсулы с радиевым препаратом в ее центре (рис. 10).

RaBe (γ, n) -источник имеет хорошую воспроизводимость (лучше 1%), так как нейтроны образуются только в результате реакции $\text{Be}^9 (\gamma, n) \text{Be}^8$.

Важно, чтобы в материале капсулы было минимальное количество примесей легких элементов. В противном случае возможно образование нейтронов вследствие (α, n) -реакции. К преимуществам RaBe (γ, n) -источника следует отнести отсутствие изменений выхода нейтронов.

Выход нейтронов RaBe (γ, n) -источника, содержащего 1 г радия, составляет $1,26 \cdot 10^6$ н/сек [38].

Спектр нейтронов, изображенный на рис. 11, состоит из нескольких энергетических групп в диапазоне от 21 до 670 кэв [39]. Вследствие относительно высокой интенсивности γ -линии ($E_\gamma \sim 1,761$ Мэв), большая часть нейтронов имеет энергию меньше 0,1 Мэв, а средняя энергия нейтронов источника составляет примерно 0,3 Мэв.

RaBe (γ, n) -источник имеет недостатки, присущие и всем другим фотонейтронным источникам: значительные геометрические размеры и большую интенсивность γ -излучения.

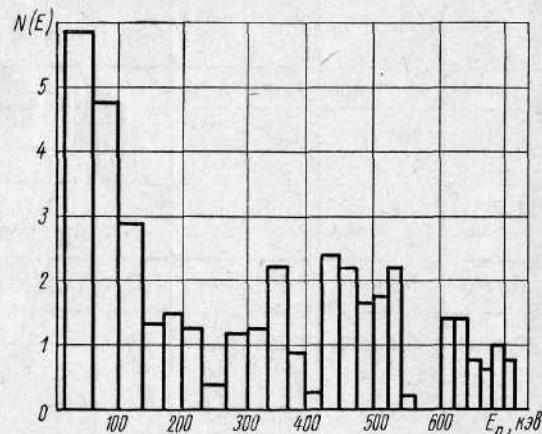


Рис. 11. Спектр нейтронов RaBe (γ, n) -источника.

Однако стабильность, хорошая воспроизводимость и возможность с высокой степенью точности (около 2%) экспериментально определить выход нейтронов являются причиной использования RaBe (γ, n) -источника в качестве национального эталона нейтронного излучения в ряде стран.

К такому же типу источников можно отнести Na^{24}D (γ, n) и MsThD (γ, n) , величину внешнего нейтронного излучения которых можно измерить с большой точностью по методу сопутствующих частиц.

Некоторые вопросы, связанные с использованием рассматриваемых фотонейтронных источников в качестве нейтронных эталонов, обсуждаются в работе [40].

В практических измерениях часто применяется SbBe (γ, n) -источник, который позволяет получать потоки моноэнергетических нейтронов с энергией около 25 кэв.

Если для приготовления SbBe (γ, n) -источника используется сфера из бериллия, то эффективную энергию вылетающих нейтронов при данных геометрических размерах легко оценить, используя результаты работы [41].

К недостаткам SbBe (γ, n) -источника следует отнести малый период полураспада и интенсивное γ -излучение (1,5 р/ч·м на кюри Sb^{124}).

Для решения ряда практических задач, связанных с градуировкой дозиметрической аппаратуры по тепловым нейтронам, можно приготовить большой Sb (γ, n) -источник. Так, при активности Sb^{124} около 1000 кюри выход нейтронов достигает 10^{10} н/сек [42]. Такой источник, помещенный в замедлитель из тяжелой воды, позволяет на расстоянии 30 см от источника получить плотность потока тепловых нейтронов около $5 \cdot 10^6$ н/сек·см². Для сравнения заметим, что в настоящее время для получения тепловых нейтронов в лабораторной практике обычно используются (α, n) -источники. При этом источник быстрых нейтронов помещается в парафиновый замедлитель в форме сферы или в виде «нейтронной пушки». Плотность потока тепловых нейтронов, которую можно получить в этом случае при использовании (α, n) -источника с выходом 10^7 н/сек., составляет всего лишь 10^4 н/сек·см².

В некоторых случаях, где не требуется высокой точности, удельный выход нейтронов N любого (γ, n) -источника можно оценить, используя данные табл. 6 по формуле:

$$N = 4\pi q l N_0, \quad (15)$$

где N — н/сек·кюри;

q — плотность вещества мишени, г/см³;

l — эффективная толщина слоя Be или D_2O , окружающего γ -источник, см (обычно слой выбирается равным 2—3 см);

N_0 — стандартный удельный выход нейтронов по данным табл. 6 в н/сек·кюри·г.

Источники нейтронов спонтанного деления

Природными источниками нейтронов являются ядра, испытывающие спонтанное деление [43].

Однако выход нейтронов для источников спонтанного деления очень мал. Так, например, Th^{232} , U^{235} и U^{238} испускают соответственно только $4,2 \cdot 10^{-5}$; $3 \cdot 10^{-4}$ и $6,9 \cdot 10^{-3}$ $n/\text{сек} \cdot \text{г}$ [44].

В настоящее время в процессе облучения урана в реакторах можно получить достаточное количество трансурановых элементов, появилась реальная возможность создавать нейтронные источники спонтанного деления с большим выходом нейтронов.

В 1955 г. был изготовлен нейтронный источник спонтанного деления, содержащий 8% изотопа Pu^{240} [45]. Источник имел форму сферы с диаметром 2,54 см и испускал $2,0 \cdot 10^4$ $n/\text{сек}$. Такой источник стабилен ($T_{1/2} \text{ Pu}^{240} = 6580$ годам) и имеет слабое γ -излучение. Спектр нейтронов, испускаемых источниками спонтанного деления, в основном подобен спектру деления (см. рис. 15).

Недостатком такого источника является низкий выход нейтронов и большое содержание изотопа Pu^{239} , который может делиться в случае, когда источник находится в потоке тепловых нейтронов. Увеличение же массы вещества приводит к искажению спектра, что в ряде случаев нежелательно. Очевидно, что, используя чистый изотоп Pu^{240} , можно несколько увеличить выход нейтронов.

Следует особо отметить перспективность источников спонтанного деления для создания эталонов нейтронного излучения. В источниках спонтанного деления не происходит смешивания материалов, как это имеет место в (α , n)-источниках, и поэтому выход нейтронов зависит только от количества радиоактивного вещества источника, т. е. от его массы.

Основные свойства некоторых важных источников спонтанного деления приведены в табл. 7. Сравнение указанных в таблице источ-

Таблица 7
Характеристики некоторых нейтронных источников спонтанного деления [46, 47]

Изотоп	Период полураспада		Отношение скоростей α -распада и спонтанного деления	Число нейтронов на одно деление	Выход нейтронов $n/\text{сек} \cdot \text{г}$
	спонтанного деления	α -распада			
U^{232}	$8 \cdot 10^{13}$ лет	74 года	$1,1 \cdot 10^{12}$	—	—
Pu^{236}	$3,5 \cdot 10^9$ года	2,7 года	$1,3 \cdot 10^9$	$1,89 \pm 0,20$	$3,1 \cdot 10^4$
U^{238}	$8,3 \cdot 10^{15}$ »	$4,51 \cdot 10^9$ года	$1,8 \cdot 10^6$	$2,2 \pm 0,3$	—
Pu^{238}	$4,9 \cdot 10^{10}$ »	89,6 года	$5,5 \cdot 10^8$	$2,04 \pm 0,10$	$2,3 \cdot 10^3$
Pu^{240}	$1,2 \cdot 10^{11}$ »	6580 лет	$1,9 \cdot 10^7$	$2,257 \pm 0,046$	$7,0 \cdot 10^2$
Pu^{242}	$7,3 \cdot 10^{10}$ »	$3,78 \cdot 10^5$ года	$1,9 \cdot 10^5$	$2,18 \pm 0,09$	—
Cm^{242}	$7,2 \cdot 10^6$ »	162,5 суток	$1,6 \cdot 10^7$	$2,65 \pm 0,09$	$1,8 \cdot 10^9$
Cm^{244}	$1,4 \cdot 10^7$ »	18,4 года	$7,6 \cdot 10^5$	$2,60 \pm 0,12$	$1,0 \cdot 10^7$
Cf^{252}	66 лет	2,2 »	30	$3,82 \pm 0,12$	$2,6 \cdot 10^{12}$
Cf^{254}	60 суток	60 суток	0	3,5	—

ников показывает, что наиболее подходящим для использования в качестве эталонного нейтронного источника является Cm^{244} , выход нейтронов у которого составляет $\sim 1,0 \cdot 10^7$ $n/\text{сек} \cdot \text{г}$.

Сечение деления Cm^{244} для тепловых нейтронов незначительное, к тому же источник имеет мягкое γ -излучение. Период полураспада Cm^{244} равен 18,4 года. Отношение скорости α -распада к скорости спонтанного деления у изотопа Cm^{244} значительно меньше, чем у Pu^{240} . Следовательно, используя этот изотоп, можно приготовить довольно компактный источник нейтронов деления.

Источники, в которых нейтроны получаются с помощью ускорителей заряженных частиц

Как мы уже отмечали, градуировка дозиметрической аппаратуры имеет большое значение для обеспечения высокой точности измерений. Однако в ряде случаев для этой цели используются (α , n)-источники, которые испускают, как правило, моноэнергетические нейтроны, что не позволяет осуществить градуировку в широком диапазоне энергий нейтронов. Поэтому применение в нейтронной дозиметрии для градуировки приборов моноэнергетических нейтронов, возникающих в различных ядерных реакциях, представляет большой практический интерес.

Рассмотрим некоторые ядерные реакции, которые можно использовать для получения нейтронов на ускорителях заряженных частиц.

Прежде всего следует отметить, что ускорители типа Ван-де-Граафа, циклотрона и др. позволяют получать большие токи различных заряженных частиц с минимальным энергетическим разбросом. Это делает возможным получение мощных потоков моноэнергетических нейтронов. Большим преимуществом таких нейтронных источников является возможность изменять энергию нейтронов путем изменения энергии заряженных частиц.

К недостаткам этих источников следует отнести плохую воспроизводимость и неудовлетворительную стабильность выхода нейтронов.

Основные характеристики ядерных реакций, используемых на ускорителях для получения нейтронов, рассмотрены в работах [3—5 и 48].

Из всего многообразия ядерных реакций наиболее часто для получения нейтронов используются реакции типа (p , n) и (d , n).

Реакции типа (p , n) в основном эндотермические и используются как источники нейтронов сравнительно малой энергии. Экзотермические реакции типа (d , n) позволяют получать моноэнергетические нейтроны более высоких энергий. Диапазон энергии нейтронов, которые могут быть получены в этих реакциях, составляет от нескольких килоэлектронвольт до 20 Мэв.

Рассмотрим реакции (d , n) и (p , n) более подробно.

$D(d, n) \text{ He}^3$. Эту реакцию можно записать в виде



При энергии дейтронов от 50 кэв до ~500 кэв эта реакция позволяет получить большой выход нейтронов. При энергиях дейтронов менее 500 кэв нейтроны, испускаемые под углом в 90° к пучку падающих на мишень дейтронов, будут моноэнергетическими с энергией около 2,5 Мэв. С увеличением энергии дейтронов более 500 кэв для получения моноэнергетических нейтронов необходимо использовать тонкие мишени (скажем, тонкую газовую мишень, отделенную от вакуумной системы фольгой). В основном реакция $D(d, n)He^3$ широко используется для получения моноэнергетических нейтронов с энергией ~2,5 Мэв.

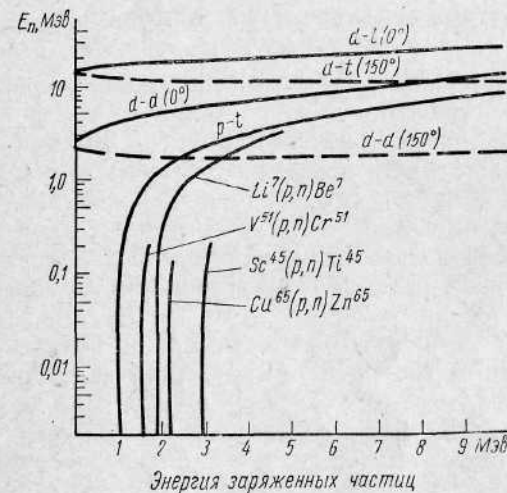


Рис. 12. Энергии нейтронов в реакциях (d, n) , (p, n) .

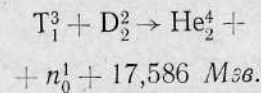
мишени растет с увеличением энергии дейтронов до 600 кэв и при энергии дейтронов $E_d = 200$ кэв составляет около 10^8 н/сек·мкв.

Как показывает опыт, до энергии дейтронов ~400 кэв, поперечное сечение реакции сферически симметрично в системе центра масс. Выход нейтронов от такого ускорителя может быть определен (см. гл. IV) по методу сопутствующих частиц с погрешностью менее 2%. По этой причине реакция $T(d, n)He^4$ имеет важное значение для эталонных работ.

В практических измерениях, при использовании в качестве нейтронного источника реакции $T(d, n)He^4$ следует всегда иметь в виду возможность возникновения $D(d, n)He^3$ нейтронов вследствие наличия примесей дейтерия, которые могут находиться в мишени, диафрагмах и др. Это особенно существенно при работе с ускорителем, рассчитанным на большие токи дейтронов, а также при работе со старыми мишенями.

На рис. 12 приводится график, дающий представление о диапазоне энергии нейтронов, которые можно получить в наиболее часто используемых ядерных реакциях типа (d, n) и (p, n) . На графике ука-

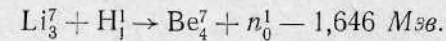
$T(d, n)He^4$. Эта реакция позволяет при низкой энергии ускоренных дейтронов получать большие выходы нейтронов с энергией ~14 Мэв. Ее можно записать в виде:



Наибольший выход нейтронов наблюдается при энергии дейтронов около 110 кэв. Обычно ускоренные дейтроны направляются на тритиевую мишень, которая представляет собой слой циркония (~10 мкг/см²), насыщенного тритием. Выход нейтронов для такой ми-

шени энергии нейтронов, испускаемых только под углами 0° и 150° к направлению движения ускоренных частиц. Значения энергии нейтронов, испускаемых под другими углами, можно получить из соответствующих диаграмм и таблиц [4, 48].

$Li^7(p, n)Be^7$. Важное значение для получения моноэнергетических нейтронов имеет реакция



Протоны ускоряются, как правило, с помощью генератора Ван-де-Граафа. Образующиеся нейтроны имеют энергию в диапазоне 30—

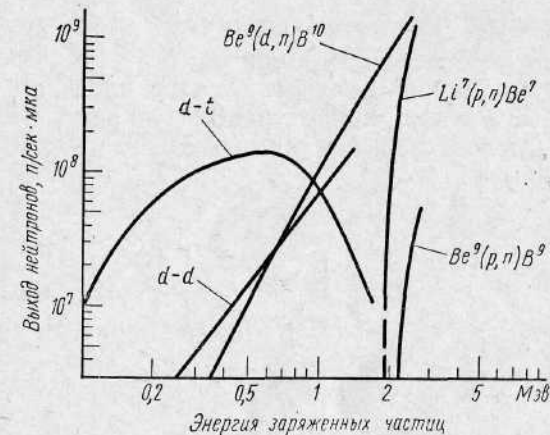


Рис. 13. Зависимость сечений реакций от энергии заряженных частиц.

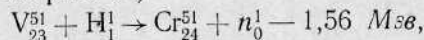
500 кэв. Вблизи энергетического порога — около 1,882 Мэв, энергия испускаемых нейтронов, в случае тонкой мишени, составляет ~30 кэв. Наличие у ядра Be^7 возбужденного состояния с энергией около 430 кэв приводит к тому, что нейтроны с энергией больше 650 кэв становятся немонаэнергетическими.

$T(p, n)He^3$. Для получения моноэнергетических нейтронов с энергией более 500 кэв рекомендуется использовать реакцию:



При этом получается большой выход нейтронов вблизи порога реакции — 1,019 Мэв. Основным преимуществом реакции $T(p, n)He^3$ является более широкий диапазон энергии испускаемых нейтронов — от 60 кэв до 3 Мэв. В общем случае при использовании ускорителей для получения моноэнергетических нейтронов необходимо, чтобы ускоренные частицы имели минимальный энергетический разброс, а мишени были тонкими. Выход нейтронов для этих реакций приводится на рис. 13.

$V^{51}(p, n)Cr^{51}$. В качестве источника нейтронов можно использовать реакцию (см. рис. 12)



которая, несмотря на сравнительно низкий выход нейтронов, может быть полезна для градуировки дозиметров по промежуточным нейтронам.

Преимуществом данной реакции является слабая зависимость энергии нейтронов от угла вылета. При наличии генератора Ван-де-Граафа, рассчитанного на большие токи, в реакции $V^{51}(p, n)Cr^{51}$ можно получать интенсивные потоки нейтронов с энергией от 2 до 20 кэв.

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР КАК ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

В отличие от рассмотренных выше типов нейтронных источников ядерный реактор позволяет получать большие плотности нейтронных потоков. Используя механические селекторы и кристаллические монохроматоры [4], можно создать пучки моноэнергетических нейтронов низкой энергии.

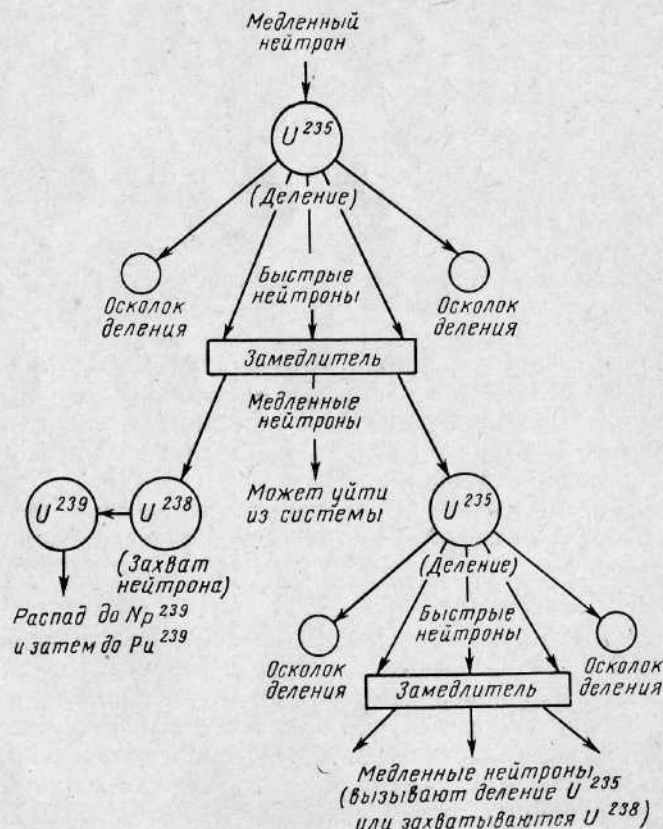


Рис. 14. Схематическое изображение процесса деления U^{235} .

В качестве горючего в ядерных реакторах наиболее часто используются изотопы U^{235} и Pu^{239} , которые имеют большое сечение деления на тепловых нейтронах.

Схематическое изображение процесса деления U^{235} приводится на рис. 14.

Энергетический спектр нейтронов, образующихся при делении, достаточно хорошо изучен и описывается [49] выражением вида

$$N(E)dE = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \cdot e^{-E} sh \sqrt{2E} dE, \quad (16)$$

где E — энергия нейтронов;

$N(E)$ — число нейтронов с энергией E .

На рис. 15 изображен спектр нейтронов, возникающих при делении U^{235} . Максимальная энергия нейтронов деления — около 15 Мэв,

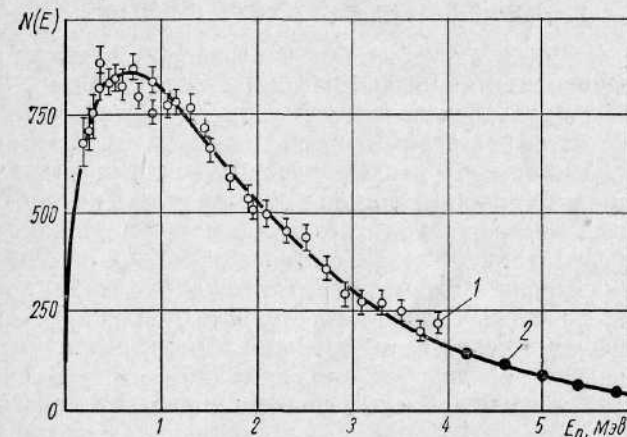


Рис. 15. Спектр нейтронов деления U^{235} [49]:

1 — метод фотопластинок; 2 — спектрометр по времени пролета ($\times 0,204$).

а средняя энергия — 1,9 Мэв. Заметим, что спектр нейтронов, возникающих при делении Pu^{239} , совпадает со спектром нейтронов деления U^{235} . Спектры нейтронов в разных точках реактора различны и существенно отличаются от формы спектра, даваемой соотношением (16). Так, в активной зоне, в центре реактора, в основном, имеются нейтроны деления. В отражателе и, особенно, в тепловой колонне реактора присутствуют тепловые нейтроны. Плотность потока тепловых нейтронов в наиболее мощных реакторах достигает величины около 10^{15} н/сек·см². В некоторых случаях для получения чистого спектра нейтронов деления вне реактора (так как в центре реактора спектр деления искажен из-за присутствия нейтронов малых энергий) используют преобразователь-конвертор. При этом пучок тепловых нейтронов из тепловой колонны направляется на тонкую металлическую пластинку U^{235} , которая полностью поглощает тепловые нейтроны и испускает нейтроны деления.

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Нейтрон является электрически нейтральной частицей, в силу чего его электромагнитное взаимодействие с электронами и с кулоновским полем ядра пренебрежимо мало. Он может существовать относительно долгое время в равновесии с веществом. Взаимодействие нейтронов с веществом обусловлено ядерными силами, возникающими между нейтронами и ядрами атомов вещества, через которое они распространяются. Как известно, ядерные силы являются короткодействующими по сравнению с электростатическими силами. Поэтому взаимодействие нейтрона с ядром имеет место только тогда, когда нейтрон проходит на очень близком расстоянии от ядра.

Многочисленные реакции нейтронов с ядрами различных элементов можно разбить на два больших класса:

а) реакции, приводящие к изменению направления распространения нейтрона. Это так называемое потенциальное рассеяние;

б) реакции, в которых происходит поглощение нейтрона с образованием составного ядра. Образовавшееся составное ядро будет находиться в возбужденном состоянии, с энергией возбуждения, примерно равной сумме кинетической энергии поглощенного нейтрона и его энергии связи в образовавшемся составном ядре.

Хотя времена жизни составных ядер невелики и заключены в пределах 10^{-12} — 10^{-15} сек, они все же значительны по сравнению с временами потенциального рассеяния 10^{-18} — 10^{-21} сек. Возбужденные составные ядра переходят в нормальное состояние или путем испускания γ -квантов, или нейтронов, или путем распада с испусканием заряженных частиц (протонов, α -частиц), или с образованием осколков деления. При переходе составного ядра из возбужденного состояния в состояние с более низкой энергией путем испускания нейтрона результат этого взаимодействия внешне не отличается от потенциального рассеяния нейтрона. По существу же этот вид взаимодействия отличается от потенциального рассеяния тем, что он происходит с образованием составного возбужденного ядра, и время этого процесса в миллионы раз или более превосходит время потенциаль-

ного рассеяния. После испускания нейтрона составным ядром последнее может находиться как в основном, так и в одном из возбужденных энергетических состояний. Если конечное энергетическое состояние ядра совпадает с его начальным энергетическим состоянием (до захвата нейтрона), такой процесс взаимодействия нейтронов называется упругим рассеянием. Если же конечное ядро после испускания нейтрона остается в возбужденном состоянии, в этом случае говорят о неупругом рассеянии нейтронов. При этом часть кинетической энергии нейтрона будет тратиться на возбуждение ядра атома и суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра после столкновения будет меньше суммы кинетических энергий нейтрона и ядра до столкновения. Поглощение нейтронов, сопровождающееся испусканием γ -квантов, называется радиационным захватом. Как показал опыт, вероятность образования составного ядра зависит от кинетической энергии налетающего нейтрона. При некоторой энергии нейтронов эта вероятность имеет максимальное значение. Поэтому иногда рассеяние нейтронов, связанное с образованием составного ядра, называют резонансным, в отличие от потенциального рассеяния.

Таким образом, при прохождении нейтронов через вещество могут происходить следующие виды их взаимодействия с ядрами атомов вещества:

1. Упругое рассеяние (потенциальное и резонансное); условно этот тип взаимодействия принято обозначать (n, n) .

2. Неупругое рассеяние (n, n') .

3. Радиационный захват (n, γ) .

4. Реакции с образованием заряженных частиц (n, p) , (n, α) и др.

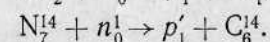
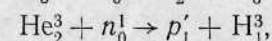
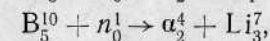
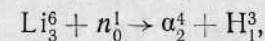
5. Реакции с вылетом нескольких нейтронов $(n, 2n)$, $(n, 3n)$...

6. Деление тяжелых ядер (n, f) .

В условных обозначениях этих реакций первая буква в скобках обозначает нейтроны, взаимодействующие с веществом, вторые буквы обозначают продукты реакций — нейтроны, γ -лучи, протоны, α -частицы, осколки деления (f).

Как показывают теория и опыт [1, 2], вероятности только что перечисленных процессов взаимодействия нейтронов с ядрами зависят в основном от энергии нейтронов и массового числа ядер мишени M .

Процессы упругого (потенциального и резонансного) рассеяния и радиационного захвата энергетически возможны при любой энергии нейтронов почти для всех ядер. Для нейтронов промежуточной энергии основным процессом взаимодействия с легкими ядрами ($M < 25$), так же как и с ядрами среднего веса ($M < 80$), является упругое рассеяние. Однако реакции (n, α) и (n, p) являются основными для следующих легких ядер:



Для ядер со средним атомным весом при некоторой энергии нейтронов вероятность неупругого рассеяния сильно возрастает (резонансы).

Для тяжелых ядер ($M > 80$) и рассматриваемого диапазона энергий нейтронов радиационный захват преобладает над упругим рассеянием.

Неупругое рассеяние (n, n') возможно для нейтронов с энергией, превышающей энергию первого возбужденного уровня ядра мишени. В этом случае после испускания нейтрона составным ядром конечное ядро может остаться в возбужденном состоянии, и кинетическая энергия испущенного нейтрона будет меньше кинетической энергии падающего нейтрона.

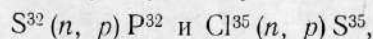
Теория показывает, что переходы составного ядра из возбужденного состояния в состояние с более низкой энергией или на основной уровень являются конкурирующими процессами. Первые возбужденные уровни тяжелых ядер имеют, как правило, энергию не более 100 кэв, а легких ядер — 0,5–5 Мэв.

Это означает, что неупругое рассеяние нейтронов имеет энергетический порог, равный 0,5–5 Мэв для легких ядер и ~100 кэв для тяжелых ядер. Как показывает опыт, процессы рассеяния быстрых нейтронов тяжелыми ядрами могут сопровождаться переводом ядер из основного состояния в возбужденные состояния с разнообразной энергией возбуждения. В этом случае обычно наблюдается непрерывный спектр рассеянных нейтронов с энергетическими границами от 0 до энергии E падающего нейтрона.

При рассеянии быстрых нейтронов легкими ядрами, как правило, возбуждаются один — два первых энергетических уровня. Поэтому рассеянные нейтроны образуют соответственно моноэнергетические группы. Если ядро переходит из возбужденного состояния в основное путем испускания γ -квантов, то, измеряя их энергию, можно определить энергию первых возбужденных состояний ядра.

Наблюдаются случаи, когда γ -излучение испускается спустя заметное время после вылета нейтрона, измеряемое секундами и даже часами. Это связано с образованием так называемых метастабильных (долгоживущих) возбужденных состояний конечных ядер с энергией возбуждения, меньшей энергии падающих нейтронов.

Наиболее часто встречаются реакции с испусканием заряженных частиц (n, p) и (n, α). Обычно эти реакции являются эндотермическими, т. е. происходят с поглощением энергии. Это обусловлено тем, что заряженная частица должна при вылете из ядра преодолеть потенциальный кулоновский барьер составного ядра. Энергия потенциального барьера пропорциональна $Z^{2/3}$, где Z — порядковый номер ядра-мишени. Поэтому реакции с испусканием заряженных частиц более вероятны для легких ядер и для быстрых нейтронов. Однако встречаются случаи, когда эти реакции бывают экзотермическими, т. е. происходят с выделением энергии. Помимо приведенных выше экзотермических реакций, следует упомянуть экзотермические реакции



имеющие место в тканях при облучении их нейтронами.

Скорость реакции, сопровождаемой испусканием заряженных частиц, зависит от вероятности образования составного ядра при данной энергии нейтрона и от проницаемости потенциального барьера для заряженной частицы.

При большой энергии нейтронов (~20 Мэв и больше) возможны реакции с испусканием нескольких нейтронов и заряженных частиц ($n, 2n$), ($n, 3n$), (n, np). Наконец, для тяжелых ядер возможны реакции деления под действием нейтронов. Процесс деления тяжелых ядер сопровождается выделением большой энергии (~200 Мэв на каждый акт деления) и испусканием нейтронов. Испускание нейтронов возможно вследствие того, что образующиеся при делении осколки имеют избыток нейтронов и находятся в сильно возбужденном состоянии. В каждом акте деления испускается в среднем больше одного нейтрона. Как известно, это и делает возможным осуществление цепной ядерной реакции.

Для релятивистских нейтронов возможны реакции, которые внешне похожи на реакции (n, p), но и в отличие от реакций (n, p) с образованием составного ядра здесь испускание протона происходит в результате непосредственного взаимодействия между нейтроном и протоном ядра (без образования составного ядра). Такие реакции в ядерной физике принято называть обменными реакциями или процессами. Наконец, следует указать, что для нейтронов с энергией больше 140 Мэв возможны неупругие столкновения с ядрами с образованием π -мезонов.

ПОНЯТИЕ ОБ ЭФФЕКТИВНОМ СЕЧЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

При описании различных взаимодействий нейтронов с ядрами атомов удобно использовать представление об эффективном сечении взаимодействия. Вероятность любого типа взаимодействия нейтронов количественно может быть выражена через его значение эффективного сечения.

В элементарном, не квантовомеханическом, рассмотрении, которым мы будем пользоваться, эффективное сечение σ рассматривается как площадь круга, описанного вокруг ядра-мишени, при попадании нейтрона в который осуществляется данная реакция.

Такое представление об эффективном сечении очень наглядно и достаточно точно для многих практических применений.

Как показал опыт, значение эффективного сечения взаимодействия для промежуточных нейтронов сильно зависит от их энергии. Для быстрых нейтронов значение эффективного сечения взаимодействия приблизительно равно площади поперечного сечения ядра-мишени, а именно: $\sigma = \pi r^2$, причем радиус ядра с массовым числом M определяется из приближенного соотношения:

$$r = 1,35 \cdot 10^{-13} M^{1/2} \text{ см.}$$

(17)

Это объясняется тем, что быстрые нейтроны проявляют свои корпускулярные свойства.

При низкой энергии, когда длина волны нейтронов сравнима с размерами ядер-мишени, начинают проявляться их волновые свойства. При этом значения эффективных сечений взаимодействия оказываются значительно больше площади поперечного сечения ядер. Наиболее наглядное представление об эффективном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами σ можно получить из очевидного выражения, дающего число взаимодействий в секунду:

$$qvN\sigma, \quad (18)$$

где q — число нейтронов в см^3 (плотность нейтронного газа), движущихся со скоростью v см/сек по направлению к мишени, содержащей N ядер.

Если положить $q = 1 \text{ н/см}^3$, $v = 1 \text{ см/сек}$ и $N = 1$ ядру, тогда полное число взаимодействий будет численно равно σ . Это значит, что эффективное сечение взаимодействия численно равно числу взаимодействий нейтронов с ядрами в единицу времени, когда направленный поток нейтронов с единичной плотностью падает на одиночное ядро [3]. Из (18) также видно, что σ имеет равномерность площади. Единицей для измерения эффективных сечений служит барн, равный 10^{-28} м^2 . Значения эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами используют для определения числа нейтронов, удаляемых из узкого коллимированного пучка при их прохождении через вещество. Полное число нейтронов, удаляемых из пучка, обусловлено всеми процессами взаимодействия нейтронов с ядрами. Каждому виду взаимодействия нейтронов с ядрами обычно приписывают свое сечение. Различают сечения упругого и неупругого рассеяния σ_s и σ_s' , соответственно, сечения радиационного захвата σ_r , сечения реакций (n, p) , (n, α) и т. д. Удобно тип реакций указывать соответствующими индексами [3], например $\sigma_{n, n}$ — для реакции упругого рассеяния (n, n) ; $\sigma_{n, p}$ — для реакции (n, p) ; $\sigma_{n, \alpha}$ — для реакции (n, α) . Конечно, при рассмотрении только нейтронов можно первый индекс опустить и писать просто σ_n — для реакции упругого рассеяния, σ_p — для реакции (n, p) и т. д.

Эффективное сечение взаимодействия, соответствующее всем процессам взаимодействия нейтронов, обычно называют полным сечением и обозначают σ_t .

Для сферически несимметричного рассеяния нейтронов полезно определять эффективное сечение как функцию направления, в котором рассеивается нейтрон.

Поэтому эффективные сечения для процессов рассеяния подразделяются на дифференциальные эффективные сечения, которые определяют вероятность рассеяния в определенном направлении. Дифференциальное сечение рассеяния выражается как вероятность рассеяния, отнесенная к единице телесного угла в данном направлении. Для обозначения дифференциальных эффективных сечений рассеяния, относящихся к данному направлению, указывают угол в скобках,

следующих за символом сечения, например, $\sigma_n(v)$, $\sigma_n(E, v)$. В последнем случае обозначено дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с энергией E в данном направлении.

Определим число нейтронов, удаленных из коллимированного пучка, используя (18).

Пусть N_1 будет число ядер в см^3 мишени, x — толщина мишени. Тогда полное число ядер, облучаемых коллимированным пучком, будет N_1sx , где s — площадь поперечного сечения пучка нейтронов в месте падения на мишень. Площадь поперечного сечения всех облучаемых ядер будет $N_1sx\sigma$. Доля удаленных из пучка нейтронов — $N_1x\sigma$. Доля нейтронов, удаленных на их пути dx в мишени, будет:

$$\frac{dJ}{J} = -N_1\sigma dx \quad (19)$$

или

$$J = J_0 e^{-N_1\sigma x}, \quad (20)$$

где J_0 и J — значения плотности потока нейтронов до и после прохождения ими слоя вещества толщиной x , соответственно. При выводе (20) мы предполагали, что σ остается постоянным, т. е. при прохождении нейтронов через слой вещества их скорость не изменяется. Это справедливо при небольших толщинах слоев, когда вероятность многократного взаимодействия нейтронов со средой пренебрежимо мала. Таким образом, при прохождении достаточно узкого пучка нейтронов через вещество, ослабление плотности его потока происходит по экспоненциальному закону.

Удобно все ядерные реакции, в результате которых поглощаются нейтроны, объединить под одним названием реакции поглощения или захвата нейтронов и характеризовать их эффективным сечением поглощения σ_a :

$$\sigma_a = \sigma_r + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (21)$$

Полное (эффективное) сечение взаимодействия нейтронов с ядрами будет равно:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_s' + \sigma_a. \quad (22)$$

К настоящему времени σ_t известно почти для всех элементов и широкого интервала энергии нейтронов с большой точностью [4, 5]. Парциальные сечения, особенно сечения рассеяния, измерены с небольшой точностью из-за трудности регистрации рассеянных нейтронов.

В заключение рассмотрим элементарный акт рассеяния нейтрона ядром с массой M . Схематически столкновение нейтрона с ядром в лабораторной системе координат и в системе центра масс приведено на рис. 16 и 17. Для упрощения рассмотрен нерелятивистский случай. На рис. 16 нейтрон с массой m и скоростью v_1 сталкивается с ядром с массой M , покоящимся в лабораторной системе. После столкновения нейтрон движется со скоростью v_2 под углом ψ по отношению к своему первоначальному направлению распространения в лабораторной системе координат.

В системе центра масс (рис. 17) ядро движется по направлению к нейтронам со скоростью $v_{ц}$, которая равна скорости движения центра масс в лабораторной системе. Нейтрон движется по направлению центра масс со скоростью $v_1 - v_{ц}$. После столкновения нейтрон движется со скоростью v_n от центра масс под углом φ_n по отношению к своему первоначальному направлению распространения, а ядро отдачи — в противоположном направлении со скоростью v_M . На основании закона сохранения импульсов и рис. 16 имеем:

$$v_{ц} = \frac{mv_1}{M+m}, \quad (23)$$

$$v_1 - v_{ц} = \frac{Mv_1}{M+m}, \quad (24)$$

$$mv_n = Mv_M. \quad (25)$$



Рис. 16. Схематическое изображение столкновения нейтрона с ядром в лабораторной системе.

В соответствии с законом сохранения энергии получаем:

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{Mv_1}{M+m} \right)^2 + \frac{1}{2} M \left(\frac{mv_1}{M+m} \right)^2 = \frac{1}{2} mv_n^2 + \frac{1}{2} Mv_M^2. \quad (26)$$

Из (25) и (26) имеем:

$$v_n = \frac{Mv_1}{M+m} = v_1 - v_{ц}, \quad (27)$$

$$v_M = \frac{mv_1}{M+m} = v_{ц}. \quad (28)$$

Скорость нейтрона v_2 в лабораторной системе может быть найдена из рис. 17. Она равна геометрической сумме скоростей нейтрона в системе центра масс — v_n и центра масс в лабораторной системе $v_{ц}$.

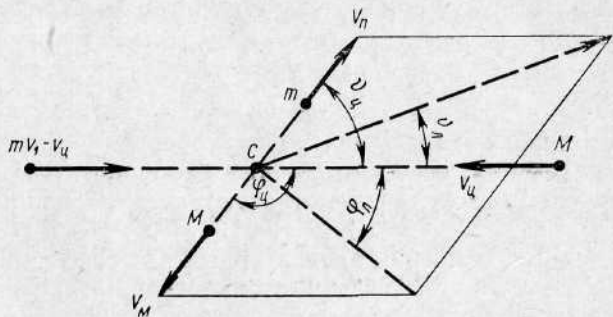


Рис. 17. Схематическое изображение столкновения нейтрона с ядром в системе центра масс.

В процессах рассеяния нейтронов интересуются уменьшением энергии нейтронов вследствие столкновения с ядрами замедлителя. Полезно рассмотреть два случая:

1. Если $v_{ц} = 0$, то $v_2 = v_1$. Пусть начальная кинетическая энергия нейтрона была E_n , тогда и после столкновения она будет равна E_n . Энергия, переданная ядру отдачи, будет равна 0.

2. При $v_{ц} = 180^\circ$

$$v_2 = \frac{M-m}{M+m} v_1, \quad (29)$$

$$E_1 = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2 E_n, \quad (30)$$

где E_1 — энергия нейтрона после первого столкновения. Тогда энергия, переданная ядру отдачи, будет максимальной и равной:

$$E_{отд} = E_n - E_1 = \left[1 - \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2 \right] E_n = \frac{4Mm}{(M+m)^2} E_n. \quad (31)$$

Если рассеяние нейтронов сферически симметрично (в системе центра масс), то средняя энергия, передаваемая нейтроном ядру отдачи при одном столкновении, будет равна:

$$\bar{E}_{отд} = \frac{2Mm}{(M+m)^2} E_n. \quad (32)$$

При рассеянии нейтрона на любой угол ν энергия, переданная нейтроном ядру отдачи, определяется по формуле:

$$E_{отд} = \frac{4Mm}{(M+m)^2} E_n \cos \nu, \quad (33)$$

где ν — угол (в системе центра масс) между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением его распространения после столкновения.

Из (32) и (33) видно, что наибольшую энергию нейтрон передает при столкновениях с протонами. Средняя доля энергии η , передаваемой нейтроном ядру при столкновении, зависит от массы ядра $M_{я}$ и массы нейтрона m :

$$\eta = \frac{2M_{я}m}{(M_{я}+m)^2}. \quad (34)$$

Для протона $\eta \simeq \frac{1}{2}$.

МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Для вычисления ослабления плотности направленных потоков нейтронов при их прохождении через различные вещества полезно ввести понятие о макроскопическом поперечном сечении Σ , определив его как:

$$\Sigma = \sigma N, \quad (35)$$

где N — число ядер в 1 см^3 рассматриваемого вещества.

Хотя для Σ используется термин «эффективное сечение», однако Σ имеет размерность обратного сантиметра (см^{-1}). Эта величина фактически является линейным коэффициентом ослабления потока нейтронов в веществе.

Величина, обратная макроскопическому сечению, называется длиной свободного пробега λ нейтрона в веществе:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}. \quad (36)$$

Известно, что нейтроны, возникающие в различных ядерных реакциях, в большинстве случаев являются быстрыми. При прохождении через вещество, состоящее из легких элементов, они будут претерпевать в основном упругое рассеяние. Вероятность захвата быстрых нейтронов будет в сотни раз меньше вероятности рассеяния. В этом случае для характеристики процессов взаимодействия нейтронов вводят понятие о средней длине свободного пробега рассеяния нейтронов λ_s .

Средней длиной свободного пробега рассеяния λ_s называется среднее расстояние, проходимое нейтроном в веществе между двумя последовательными столкновениями. Средняя длина свободного пробега рассеяния определяется:

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} = \frac{1}{N\sigma_s}. \quad (37)$$

В тех случаях, когда ослабление плотности потока нейтронного излучения при его прохождении через среду обусловлено, в основном, процессами поглощения нейтронов средой, а процессы рассеяния играют ничтожную роль, ослабление характеризуют длиной релаксации нейтронов в данной среде λ_a :

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{N\sigma_a}, \quad (38)$$

где Σ_a — макроскопическое сечение поглощения нейтронов.

Длина релаксации λ_a — это расстояние, при прохождении которого в данном веществе плотность нейтронного потока, вследствие поглощения нейтронов, уменьшается в e раз от своего первоначального значения ($e = 2,718 \dots$ — основание натуральных логарифмов).

В этом случае формулу (20) можно представить в виде

$$J = J_0 e^{-N\sigma_a x} = J_0 e^{-\Sigma_a x} = J_0 e^{-\frac{x}{\lambda_a}}. \quad (20')$$

Отсюда видно, что при прохождении нейтроном пути в веществе

$$x = \lambda_a; \quad J = \frac{J_0}{e}.$$

В случае рассеяния плотность нейтронов в узком коллимированном пучке будет определяться аналогичным уравнением:

$$J = J_0 e^{-N\sigma_s x} = J_0 e^{-\Sigma_s x} = J_0 e^{-\frac{x}{\lambda_s}}. \quad (20'')$$

Величины $e^{-\Sigma_a x}$ и $e^{-\Sigma_s x}$ определяют вероятность проникновения нейтрона на глубину x в вещество без поглощения или рассеяния, соответственно. Для однородного вещества Σ можно определить по формуле:

$$\Sigma = \frac{\rho N_0}{M} \sigma, \quad (39)$$

где N_0 — число Авогадро, равное $6,025 \cdot 10^{23}$ атомов/моль;

ρ — плотность вещества в г/см^3 ;

M — массовое число атомов однородного вещества.

Если среда, через которую проходят нейтроны, состоит из нескольких элементов, то

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_s &= \sum_i N_i \sigma_{si} \\ \Sigma_a &= \sum_i N_i \sigma_{ai} \end{aligned} \right\}, \quad (40)$$

где знак \sum_i указывает, что суммирование ведется по всем элементам, входящим в состав среды.

Важной величиной, часто используемой в нейтронной дозиметрии, которая дает уменьшение энергии нейтрона в процессе его столкновения при прохождении через вещество, является средний логарифмический декремент энергии на одно столкновение ξ

$$\xi = \overline{\ln E_0 - \ln E_1} = \overline{\ln \frac{E_0}{E_1}} = \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}} = \dots = \overline{\ln \frac{E_{n-1}}{E_n}}, \quad (41)$$

где $E, E_1, E_2 \dots E_n$ — энергия нейтрона до и после 1, 2, ..., столкновений соответственно. Знаки 1, 2, ... указывают порядковый номер столкновения нейтрона с ядрами.

Средний логарифмический декремент энергии является важной характеристикой, замедляющей способности вещества, и зависит только от массы ядер атомов, входящих в состав вещества. Чем больше значение ξ , тем большую часть энергии теряет нейтрон при каждом столкновении с ядрами данного вещества.

Для быстрых нейтронов с энергией до 10—15 Мэв рассеяние в системе центра масс является сферически симметричным. Рассеяние в лабораторной системе будет сферически симметричным только при больших массовых числах ядер атомов среды, через которую проходят нейтроны; в таком случае эти две системы являются почти идентичными. При сферически симметричном рассеянии средний логарифмический декремент энергии не зависит от начальной энергии нейтронов и является функцией только массы ядер среды. Можно показать, что в этом случае он будет равен:

$$\xi = \ln \frac{E_0}{E_1} = 1 + \frac{b}{1-b} \ln b, \quad (42)$$

где

$$b = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2. \quad (43)$$

При прохождении нейтронов через среду, для которой $\frac{M}{m} > 10$, ξ можно определить с погрешностью меньшей 1%, по приближенной формуле:

$$\xi = \frac{2}{\frac{M}{m} + \frac{2}{3}}. \quad (44)$$

В случае, когда нейтрон с энергией E_0 при прохождении через вещество испытает в среднем \bar{n} столкновений, то энергия нейтрона будет равна в соответствии с (44):

$$E_n = E_0 e^{-\xi \bar{n}}, \quad (45)$$

где E_0 — энергия нейтрона до столкновения;

E_n — энергия нейтрона после его \bar{n} столкновений с ядрами атомов данного сорта.

Из этой формулы можно найти среднее число столкновений \bar{n} , необходимое для уменьшения энергии нейтрона от E_0 до E_n :

$$\bar{n} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_n}. \quad (46)$$

В табл. 8 приведены средний логарифмический декремент энергии для некоторых элементов и среднее число столкновений нейтрона с ядрами \bar{n} , необходимое для замедления нейтрона от энергии $E_0 = 2 \text{ Мэв}$ до тепловой энергии 0,025 эв.

Таблица 8

Вещество	Массовое число M	η	ξ	\bar{n}
H ¹	1	0,500	1,000	18
H ²	2	0,445	0,725	25
He	4	0,320	0,425	43
Li	7	0,219	0,268	68
Be	9	0,180	0,209	87
C	12	0,142	0,158	115
N	14	0,125	0,136	132
O	16	0,111	0,120	152
Pb	208	0,0096	0,0096	1875
U	238	0,0084	0,0084	2172

В нейтронной физике и нейтронной дозиметрии используют понятие о макроскопической замедляющей способности среды, под которой понимают величину, равную произведению макроскопического сечения рассеяния среды и среднего логарифмического декремента энергии на одно столкновение. Макроскопическая замедляющая способность вещества определяет среднюю логарифмическую потерю

энергии нейтронов при прохождении 1 см пути в данном веществе; иными словами, она определяет замедляющую роль всех ядер, содержащихся в 1 см³ вещества:

$$\xi \Sigma_s = \xi \frac{Q N_0}{M} \sigma_s. \quad (47)$$

Для характеристики замедляющих свойств различных веществ используют коэффициент замедления $\xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$, равный отношению замедляющей способности вещества к его макроскопическому сечению поглощения для нейтронов определенной энергии.

В табл. 9 приведены величины, характеризующие замедляющие свойства некоторых веществ для нейтронов с энергией 2 Мэв.

Таблица 9

Вещество	$\xi \Sigma_s \text{ см}^{-1}$	$\Sigma_a 10^2 \text{ см}^{-1}$	$\xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$
Вода	1,53	2,02	72
Тяжелая вода	0,37	$2,72 \cdot 10^{-3}$	12 000
Гелий	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,93 \cdot 10^{-5}$	83
Бериллий	0,176	0,11	159
Графит	0,064	$3,55 \cdot 10^{-2}$	170

Из табл. 9 видно, что хотя наибольшей макроскопической замедляющей способностью $\xi \Sigma_s$ обладает вода, однако из-за сравнительно большого значения макроскопического сечения захвата нейтронов Σ_a коэффициент замедления $\xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$ для воды наименьший из всех веществ, приведенных в таблице.

Это очень важное обстоятельство, которое необходимо учитывать при устройстве замедлителей нейтронов для получения потоков тепловых нейтронов, используемых при градуировке нейтронных дозиметров и радиометров. Из этой же таблицы видно, что наибольший коэффициент замедления имеют тяжелая вода — 12000 и графит — 170. Как можно заключить из формулы (44), замедлители быстрых нейтронов необходимо изготавливать из веществ с малым поперечным сечением захвата нейтронов Σ_a , атомы которых имеют небольшое массовое число. Исходя из этого, наиболее часто в качестве замедлителя нейтронов применяют графит и поэтому рассеяние нейтронов не будет сферически симметричным в лабораторной системе.

При сферически несимметричном рассеянии средняя длина свободного пробега нейтрона больше чем при сферически симметричном рассеянии из-за увеличения вероятности рассеяния нейтронов на малые углы. Для учета этого фактора вместо λ_s вводится понятие о средней транспортной длине свободного пробега нейтрона или длине переноса $\lambda_{\text{пер}}$.

$$\lambda_{\text{пер}} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos v} = \frac{1}{\Sigma_s (1 - \cos v)}. \quad (48)$$

Значение $\cos v$ в лабораторной системе координат (согласно рис. 20) будет равно:

$$\cos v = \frac{2}{3 \frac{M}{m}} = \frac{2}{3A}, \quad (49)$$

где M — массовое число ядер атомов среды;
 m — масса нейтрона.

Длина переноса $\lambda_{\text{пер}}$ равна среднему расстоянию, проходимому в замедляющем веществе нейтроном, прежде чем он рассеется на угол $v = 90^\circ$ в лабораторной системе.

Если ядра атомов замедляющей среды имеют большое массовое число, тогда

$$\overline{\cos v} = \frac{2}{3A} \ll 1$$

и, следовательно,

$$\lambda_{\text{пер}} \approx \lambda_s.$$

Для случая графита $M = 12$, $\overline{\cos v} = \frac{2}{36} = 0,056$, $\lambda_{\text{пер}} = \frac{\lambda_s}{0,946}$, т. е. $\lambda_{\text{пер}}$ отличается от λ_s менее чем на 6%.

При рассмотрении замедления нейтронов в каком-либо веществе важно знать пространственное и энергетическое распределение нейтронов в процессе замедления. Пусть в большом объеме замедлителя с пренебрежимо малым поглощением имеется точечный источник нейтронов, испускающий N_0 моноэнергетических нейтронов с энергией E_0 в 1 сек. Число нейтронов, замедлившихся за 1 сек ниже заданной энергии E_n , в расчете на 1 см³ объема замедлителя, называется плотностью замедления нейтронов $q(E)$:

$$q(E) = n(E) \Delta E v \Sigma_s, \quad (50)$$

где $n(E)$ — объемная плотность нейтронов на единичный интервал энергии;

ΔE — средняя энергия, теряемая нейтронами на одно столкновение;

v — скорость нейтронов;

$n(E) \Delta E$ — количество нейтронов в 1 см³ замедлителя, замедлившихся ниже энергии E в расчете на одно столкновение. Так как $\Delta E = \xi E$, то (50) можно переписать в виде:

$$q(E) = n(E) E \xi v \Sigma_s. \quad (50')$$

Из (50') видно, что плотность потока $n(E) v$ в энергетическом интервале энергий от E до $E + dE$ обратно пропорциональна энергии E , до которой нейтроны замедлились:

$$nv = \frac{q}{\xi \Sigma_s} \cdot \frac{1}{E}.$$

Ясно, что плотность нейтронов данной энергии E в какой-либо точке замедлителя (x, y, z) при данном источнике нейтронов будет

зависеть от координат этой точки, т. е. от ее расположения по отношению к источнику.

Мы полагаем граничные условия таковыми, что полное число нейтронов через сферу радиуса r приближается к N_0 , когда r приближается к нулю, и что нейтронный поток является конечным и постоянным во всех точках среды и его можно выразить (при $t \rightarrow 0$) как:

$$q(x, y, z, E) = N_0 \delta(x, y, z),$$

где $\delta(x, y, z)$ — есть так называемая дельта-функция, которая равна нулю во всех точках за исключением точки, в которой расположен источник

$$\int_V \delta(x, y, z) dV = 1,$$

если интегрирование производится по всему объему, включая источник нейтронов.

Приближенное решение этой задачи дает гауссовское распределение нейтронов по энергиям [6, 7].

$$q(x, y, z, E) = \frac{N_0}{(4\pi\tau)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4\tau}}, \quad (51)$$

где

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2;$$

τ — «возраст» нейтронов, определяемый (52). На рис. 18 приведено изменение плотности замедления нейтронов q в зависимости от расстояния r до точечного источника нейтронов.

«Возраст» нейтронов τ есть некоторый параметр, с помощью которого определяют число нейтронов в точке замедлителя с координатами (x, y, z) , замедлившихся за 1 сек, в расчете на 1 см³ объема замедлителя, ниже заданной энергии E

$$d\tau = \frac{\lambda_{\text{пер}}}{3\xi\Sigma_s} dE = \frac{D}{\xi\Sigma_s v} dE,$$

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_{\text{пер}} \lambda_s}{3\xi} \cdot \frac{dE}{E} = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_{\text{пер}} v}{3} \cdot \frac{\lambda_s}{\xi E} \cdot \frac{dE}{v} = \int_t^{t_0} \frac{\lambda_{\text{пер}} v}{3} dt, \quad (52)$$

где t и t_0 — время начала и конца замедления;

$\frac{\lambda_s}{v}$ — время между двумя последовательными столкновениями;

ξE — энергия, теряемая нейтроном в расчете на одно столкновение.

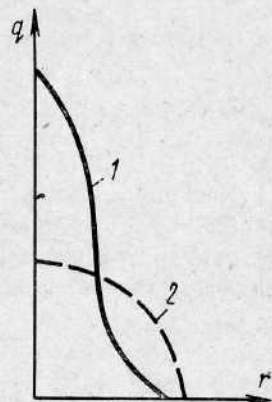


Рис. 18. Изменение плотности замедления нейтронов в зависимости от расстояния r :

1 — для быстрых нейтронов;
 2 — для нейтронов низкой начальной энергии.

Поскольку нейтроны являются электрически нейтральными частицами, для описания поведения большого числа нейтронов используют кинетическое уравнение Больцмана для газов. В этом случае поведение нейтронов в замедлителе можно рассматривать как диффузию нейтронов из области с большей плотностью нейтронов в области с меньшими плотностями, точно так же, как это делается при рассмотрении диффузии молекул газа в кинетической теории газов. Поскольку коэффициент диффузии

$$D = \frac{1}{3} \lambda_{\text{пер}} v, \quad (53)$$

то «возраст» τ можно записать в виде:

$$\tau = \int_t^{t_0} D dt. \quad (54)$$

Как видно из (54), τ (E) имеет размерность квадрата длины, а не времени. Из (51) можно легко получить соотношение между τ и средним квадратом расстояния \bar{r}^2 , на которое удаляется нейтрон от источника при своем замедлении от энергии E_0 до E :

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 e^{-\frac{r^2}{4\tau}} 4\pi r^2 dr}{\int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{4\tau}} 4\pi r^2 dr} = 6\tau. \quad (55)$$

Таким образом, если источник нейтронов окружен достаточно большим объемом замедлителя, утечки нейтронов через поверхность замедлителя будут пренебрежимо малыми, и распределение нейтронов будет сферически симметричным вокруг источника. В случае точечного источника распределение плотности нейтронного потока вокруг него (в случае стационарного распределения) будет определяться:

$$J = \frac{N_0}{4\pi DR} e^{-\sqrt{\frac{1}{D\lambda_a}} r}. \quad (56)$$

Строго говоря, это выражение справедливо только для бесконечной замедляющей среды. Для данной среды (при постоянных D и Σ_a) плотность потока нейтронов зависит только от расстояния до источника r .

В случае плоского источника нейтронов, выражение для J получают путем наложения потоков от точечных источников. Формула для стационарного распределения потока нейтронов в замедляющей

среде вдоль направления нормали к плоскости бесконечного источника (рис. 19) будет:

$$J_r = J_0 \frac{e^{-\sqrt{\frac{1}{D\lambda_a}} r}}{2 \sqrt{\frac{D}{\xi \lambda_a}}}, \quad (57)$$

где J_0 — число нейтронов, испускаемых 1 см² поверхности плоского источника в 1 сек;

J_r — плотность потока нейтронов на расстоянии r от плоскости источника.

В формулах (56) и (57) коэффициент диффузии D отнесен к скорости нейтронов и имеет поэтому размерность длины.

В расчетах часто $\lambda_{\text{пер}}$ полагают постоянным, тогда из (52) можно получить следующее выражение для \bar{r}^2

$$\begin{aligned} \sqrt{\bar{r}^2} &= \sqrt{6\tau} = \sqrt{2\lambda_{\text{пер}} \int_t^{t_0} v dt} = \\ &= \sqrt{2\lambda_{\text{пер}} \lambda_s \bar{n}}, \end{aligned} \quad (58)$$

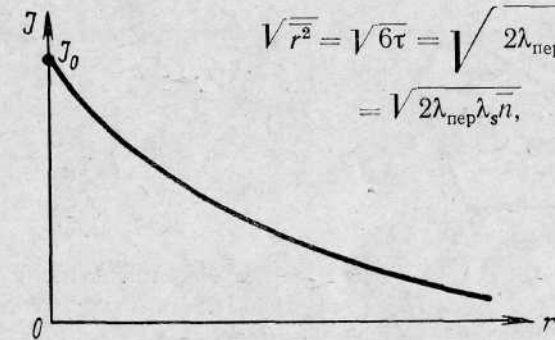


Рис. 19. Распределение плотности потока нейтронов в замедляющей среде.

где \bar{n} — число столкновений, необходимое для уменьшения энергии нейтронов от E_0 до E , определяемое уравнением (46).

При достижении нейтронами теплового равновесия с атомами замедлителя, при котором уменьшение энергии нейтрона имеет такую же вероятность, как и ее увеличение за счет столкновений с атомами среды, объемная плотность нейтронов в каждой точке среды перестает зависеть от времени и определяется диффузионным уравнением (уравнением непрерывности)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\lambda_{\text{пер}} v}{3} \nabla^2 n(x, y, z) - \frac{v}{\lambda_a} n(x, y, z) + q(x, y, z). \quad (59)$$

В этом уравнении:

$$\nabla^2 n = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2};$$

∇^2 — есть лапласиан в декартовых координатах;
 q — отнесенное к 1 см^3 среды число нейтронов, образующихся в точке (x, y, z) за 1 сек.

Первый член (59) показывает изменение плотности нейтронов вследствие их диффузии $\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n$; второй член учитывает поглощение нейтронов средой.

Обычно (59) преобразуется в более привычную форму, путем деления на $\frac{\lambda_{\text{пер}} v}{3}$

$$\nabla^2 n - \frac{3}{\lambda_{\text{пер}} \lambda_a} n + \frac{3q}{\lambda_{\text{пер}} v} = 0. \quad (60)$$

Применим (60) к точечному источнику. Пусть N тепловых нейтронов испускается источником за 1 сек. Объемная плотность нейтронов будет функцией только расстояния. В этом случае

$$\nabla^2 n(r) = \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (61)$$

Решение (61) дает

$$n = n_0 \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{L_d}}, \quad (62)$$

$$n_0 = \frac{N}{4\pi D},$$

где L_d — называется длиной диффузии

$$L_d = \sqrt{\frac{\lambda_{\text{пер}} \lambda_a}{3}}. \quad (63)$$

Рис. 20. Схематическое изображение пути, проходимого нейтронами в процессе замедления.

Как следует из (62), вследствие диффузии тепловых нейтронов в среде плотность потока нейтронов убывает не по закону обратных квадратов, а уменьшается по закону r^{-1} на расстояниях от источника нейтронов

$$\lambda_{\text{пер}} \ll r \ll L_d.$$

Длина диффузии L_d связана со средним расстоянием (по прямой), проходимым тепловым нейтроном от места его возникновения (точка, в которой нейтрон становится тепловым) до места его поглощения средой. Из (63) видно, что L_d является средним геометрическим длин свободного пробега для переноса и поглощения, деленным на 3. Полный пробег тепловых нейтронов до поглощения равен λ_a , но расстояние по прямой меньше в $\sqrt{\frac{3\lambda_a}{\lambda_{\text{пер}}}}$ (рис. 20). На этом рисунке S — источник тепловых нейтронов; A — место поглощения теплового нейтрона

$$L_d^2 = \frac{(SA)^2}{6}.$$

Объемная плотность тепловых нейтронов в месте расположения источника на основании (54) будет:

$$n_0 = \frac{3N}{4\pi v \lambda_{\text{пер}}} = \frac{N}{4\pi D}. \quad (64)$$

Средний квадрат расстояния \bar{r}^2 , проходимый тепловым нейтроном от места своего возникновения до места поглощения, определяется по уравнению:

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 n(r) r^2 dr}{\int_0^\infty n(r) r^2 dr} = 6L_d^2. \quad (65)$$

Необходимо еще раз подчеркнуть, что приведенные выше формулы справедливы, если поперечное сечение захвата нейтронов средой Σ_a мало, т. е. если $\lambda_a \gg \lambda_{\text{пер}}$.

Рассматривая процессы замедления быстрых нейтронов в различных средах, часто используют понятие «длина замедления». Длина замедления L_s характеризует среднее расстояние $\sqrt{\bar{r}^2}$ (по прямой), проходимое нейтроном в замедляющей среде в процессе его замедления от энергии E_0 до E .

$$L_s^2 = \frac{1}{6} \bar{r}^2. \quad (66)$$

Очень часто длину замедления связывают со средним расстоянием $\sqrt{\bar{r}^2}$ (по прямой), проходимым быстрым нейтроном в замедляющей среде в процессе его замедления от энергии E_0 до тепловой энергии $E = 0,025 \text{ эв.}$

Ниже для некоторых веществ приведены длины замедления быстрых нейтронов от энергии $E_0 = 2 \text{ Мэв}$ до тепловой энергии $E = 0,025 \text{ эв}$ для некоторых веществ.

Замедлитель	$L_s \text{ см}$
Вода	5,7
Тяжелая вода	11,0
Бериллий	9,9
Графит	18,7

Для характеристики процессов замедления быстрых нейтронов до тепловой энергии и диффузии тепловых нейтронов до момента их поглощения в различных замедлителях используют понятие «длина миграции» нейтронов L_m . Под этим термином понимают величину, которая связана со средней длиной перемещения быстрых нейтронов (по прямой) от момента их вхождения в среду до момента их превращения в тепловые нейтроны и последующего поглощения.

Квадрат длины миграции в замедляющей среде равен сумме квадратов длин замедления и диффузии

$$\bar{L}_m^2 = \bar{L}_d^2 + \bar{L}_s^2. \quad (67)$$

Как уже отмечалось, формулы (56) и (57) строго справедливы только для сред бесконечно больших размеров. На практике, если толщина замедляющей среды по крайней мере в 3 раза больше длины диффузии нейтронов, то для тех точек среды, которые находятся на расстояниях от источника, превышающих длину диффузии, можно использовать формулы (56) и (57) для определения плотности потока нейтронов.

В табл. 10 приведены наиболее важные диффузионные постоянные некоторых веществ, используемых в качестве замедлителей (для получения тепловых нейтронов).

Т а б л и ц а 10

Вещество	Плотность, г/см ³	Тепловые нейтроны		
		L_d	$\lambda_{\text{пер}}$	λ_a
		см		
Вода	1,00	2,73	0,45	49
Тяжелая вода	1,1	171	2,40	36 700
Бериллий	1,84	20,8	1,43	906
Графит	1,62	50,8	2,75	2 820
Парафин	0,895	2,42	0,40	44

При прохождении нейтронным излучением границы раздела двух различных сред наблюдается явление отражения нейтронов, которое принято называть альбедо.

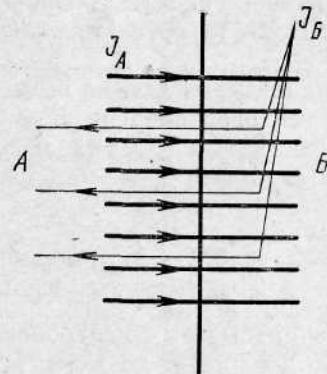


Рис. 21. Схематическое изображение альбедо плотности потока тепловых нейтронов.

Понятие альбедо широко используется в оптике, где под этим понимают коэффициент диффузного отражения какой-либо поверхностью падающего на нее света; обычно он выражается в виде отношения интенсивности отраженного потока к интенсивности падающего. Понятие альбедо в нейтронной физике было впервые введено Э. Ферми. Развитием теории альбедо занимались Бете и Плачек [8, 9].

В теории диффузии нейтронов важное значение имеют процессы, происходящие на границе раздела двух сред. Рассмотрим случай плоской границы. Пусть из среды А выходит поток нейтронов плотностью J_A и падает на поверхность среды Б. Опыт показывает, что на границе раз-

дела этих сред будет происходить явление отражения нейтронов, и часть нейтронов из-за диффузного рассеяния в среде Б снова пересечет границу двух сред и войдет в среду А. Обозначим плотность потока нейтронов, отраженных и снова пересекших границу раздела этих сред в противоположном направлении через J_B (рис. 21).

Тогда под альбедо нейтронов среды Б понимается величина K_B , равная

$$K_B = \frac{J_B}{J_A} = \frac{J_{\text{вых}}}{J_{\text{вх}}}, \quad (68)$$

где $J_{\text{вх}}$ и $J_{\text{вых}}$ — плотности потоков нейтронов, входящих в среду Б и выходящих из нее, соответственно. Альбедо нейтронов какой-либо среды зависит от угла падения нейтронов на границу раздела сред. Вероятность отражения нейтронов при падении на границу раздела под углами большими 0° будет больше вероятности отражения нейтронов при падении их нормально на границу раздела, так как в первом случае, при прочих равных условиях, первое столкновение нейтрона произойдет в среднем на меньшей глубине, т. е. ближе к поверхности раздела сред. Альбедо среды будет тем больше, чем меньше вероятность захвата нейтрона этой средой. При малой вероятности захвата нейтроны совершат большое число столкновений, прежде чем они будут поглощены средой.

При сферически несимметричном рассеянии нейтронов в среде Б альбедо нейтронов этой среды будет еще больше зависеть от угла падения потока на границу раздела сред. Таким образом, в общем случае, альбедо не является строгой физической характеристикой среды, а зависит от условий, в которых происходит отражение.

При определении альбедо среды Б предполагают, что в ней нет источников нейтронов, и поток нейтронов из этой среды является результатом лишь диффузионного отражения. В некоторых специальных случаях альбедо среды, свободной от источников, будет являться результатом только физических свойств этой среды и не будет зависеть от свойств окружающей среды А.

В случае, если изотропный поток нейтронов падает на бесконечное полупространство с плоской границей раздела, альбедо K_A равно:

$$K_A = \frac{1 - \frac{2}{3} \frac{\lambda_{\text{пер}}}{L_d}}{1 + \frac{2}{3} \frac{\lambda_{\text{пер}}}{L_d}}, \quad (69)$$

где $\lambda_{\text{пер}}$ и L_d — диффузионные постоянные для среды Б. Чем меньше отношение $\frac{\lambda_{\text{пер}}}{L_d}$, тем K_A ближе к 1.

Для графита (см. табл. 10), который часто используется в реакторах в качестве отражателя нейтронов $\lambda_{\text{пер}} = 2,75$ см, а $L_d = 50,8$ см, следовательно $K_A = 0,90$. Это значит, что 90% всех нейтронов, падающих диффузионным потоком на плоскую поверхность графитового блока бесконечной толщины, будет отражаться от этой поверхности и лишь 10% будет поглощаться графитовым блоком.

В случае, если отражающая среда представляет слой конечной толщины x , отражающие свойства слоя уменьшаются из-за утечек нейтронов. В этом случае альbedo вычисляется по формуле:

$$K_A = \frac{1 - \frac{2}{3} \frac{\lambda_{\text{пер}}}{L_d} \operatorname{cth} \frac{x}{L_d}}{1 + \frac{2}{3} \frac{\lambda_{\text{пер}}}{L_d} \operatorname{cth} \frac{x}{L_d}}. \quad (70)$$

При толщинах отражающего слоя, больших удвоенной длины диффузии, альbedo от этого слоя для тепловых нейтронов практически совпадает с альbedo от бесконечно толстого слоя.

Нейтрон может пересечь границу раздела несколько раз. Пусть нейтрон, рассеянный и отраженный средой Б, попадает в среду А. В среде А этот нейтрон опять в результате рассеяний может быть отражен средой А и попасть в среду Б и т. д. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока нейтрон не поглотится в одной из сред. Среднее число пересечений границы двух сред в этом случае будет равно:

$$\bar{\omega} = \frac{1 + K_A \cdot K_B}{1 - K_A \cdot K_B}, \quad (71)$$

где K_A — альbedo среды А.

Полезно рассмотреть явления отражения нейтронов на границе полости внутри большого блока замедлителя. Среднее число пересечений полости каждым нейтроном можно подсчитать, зная величину альbedo материала замедлителя. Если в одном направлении прошло N нейтронов, то отразится NK_B нейтронов. Из этих NK_B нейтронов снова отразится NK_B^2 нейтронов и т. д. Поэтому среднее число пересечений полости внутри замедлителя каждым нейтроном будет:

$$\bar{\omega} = 1 + \gamma + \gamma^2 + \dots = \frac{1}{1 - K}. \quad (72)$$

Для графита $\omega = 10$, для тяжелой воды $\omega = 33$. В табл. 11 приведены альbedo « K » для тепловых нейтронов ($E_n = 0,025$ эв) некоторых веществ.

Таблица 11

Вещество	Альbedo		$\frac{x}{L_d}$
	для слоя бесконечной толщины	для слоя толщиной $x = 40$ см	
Вода	0,821	0,821	14,5
Тяжелая вода	0,968	0,919	0,23
Бериллий	0,889	0,881	1,9
Графит	0,90	0,87	0,79
Парафин	0,82	0,82	16,5

Так как большинство измерений потоков нейтронов производится в воздухе, то важно знать альbedo воздуха. Подсчеты показывают, что альbedo для бесконечного полупространства воздуха $K_{\text{возд}} = 0,386$.

Зная альbedo воздуха, подсчитаем среднее число пересечений $\bar{\omega}$ границы графит-воздух:

$$\bar{\omega} = \frac{1 + K_{\text{граф}} \cdot K_{\text{возд}}}{1 - K_{\text{граф}} \cdot K_{\text{возд}}} = \frac{1 + 0,90 \cdot 0,386}{1 - 0,90 \cdot 0,386} \approx 2.$$

Это значит, что при измерении плотности нейтронного потока в воздухе и на поверхности какого-либо объекта, отношение результатов измерений потока будет изменяться с изменением расстояния от источника нейтронов.

При достаточно большом удалении от источника (~ 30 м) это отношение будет несколько меньше единицы из-за утечек нейтронов в окружающий воздух. Это обстоятельство надо всегда иметь в виду, когда по измерениям плотности потока тепловых нейтронов в воздухе оценивают тканевую дозу этих нейтронов. Необходимо помнить, что результаты измерений будут зависеть от условий измерений и особенно от размещения облучаемого объекта по отношению к источнику тепловых нейтронов.

ГЛАВА III

ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНЬЮ

АТОМНЫЙ СОСТАВ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ И ОСНОВНЫЕ РЕАКЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ АТОМОВ ТКАНЕЙ

Тип взаимодействия нейтронов с тканью зависит как от энергии нейтронов, так и от химического состава ткани, точнее, от ее ядерного состава. Так как смеси естественных химических элементов, полученных различными способами, мало отличаются по своему изотопному составу, то в последующем изложении мы будем говорить об атомном или химическом составе ткани.

Для определенности рассуждений обычно под тканью понимают ткань, совпадающую по своему химическому составу с химическим составом «стандартного» или «среднего» человека [1]. Атомный состав «среднего» человека приведен в табл. 12. Как видно из таблицы,

Таблица 12
Атомный состав «стандартного» человека

Элемент	Вес, г	Весовой процент	Число атомов на грамм	Атомный состав, %
H	7 000	10	$5,98 \cdot 10^{22}$	62,8
C	12 600	18	$0,903 \cdot 10^{22}$	9,49
N	2 100	3	$0,129 \cdot 10^{22}$	1,36
O	45 500	65	$2,45 \cdot 10^{22}$	25,7
Ca	1 050	1,5	$0,0225 \cdot 10^{22}$	0,236
P	700	1,0	$0,0194 \cdot 10^{22}$	0,204
S	175	0,25	$0,00470 \cdot 10^{22}$	0,0494
K	140	0,20	$0,00308 \cdot 10^{22}$	0,0324
Na	105	0,15	$0,00393 \cdot 10^{22}$	0,0413
Cl	105	0,15	$0,00255 \cdot 10^{22}$	0,0268
Mg	35	0,050	$0,00124 \cdot 10^{22}$	0,0130
Fe	4	0,0057	$6,16 \cdot 10^{17}$	$6,47 \cdot 10^{-4}$
Cu	0,1	0,00014	$1,35 \cdot 10^{16}$	$1,42 \cdot 10^{-5}$
Mn	0,02	0,000029	$3,13 \cdot 10^{15}$	$3,29 \cdot 10^{-6}$
J	0,03	0,000043	$2,03 \cdot 10^{15}$	$2,13 \cdot 10^{-6}$
ИТОГО	69 500	—	$9,52 \cdot 10^{22}$	—

ткань «среднего» человека в основном состоит из легких химических элементов. Поэтому при облучении ткани нейтронами могут происходить главным образом следующие реакции: (n, n) ; (n, n') ; (n, p) ; (n, α) ; (n, γ) .

Вероятность осуществления каждой реакции зависит от спектрального состава нейтронов, которыми облучается ткань.

Нейтронно-протонные столкновения являются наиболее важным механизмом передачи энергии нейтронов биологической ткани. Так как в этом процессе никакие внутренние возбуждения протонов

и нейтронов невозможны, эти столкновения, как правило, являются упругими. При очень больших энергиях ($E_n > 140$ Мэв) могут происходить процессы образования мезонов, а при низких энергиях, хотя и с небольшой вероятностью, могут образовываться дейтоны.

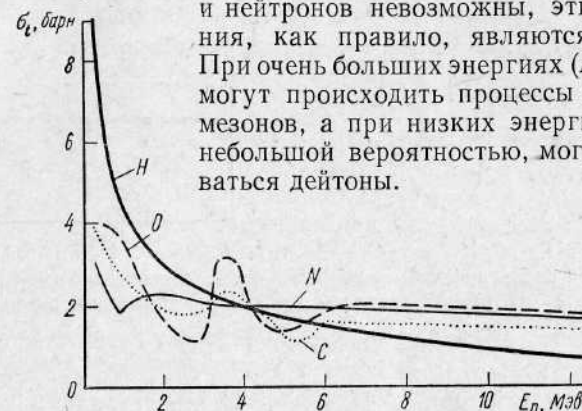


Рис. 22. Полные сечения процессов взаимодействия нейтронов с ядрами H, C, N и O (для ядер C, N и O кривые в области малых энергий усреднены).

Образование дейтонов сопровождается испусканием γ -квантов с энергией, равной энергии связи протона и нейтрона в дейтоне ($E_\gamma \sim 2,23$ Мэв).

На рис. 22 представлена зависимость полных сечений взаимодействия нейтронов (σ_t) с ядрами водорода, углерода, азота и кислорода от энергии нейтронов (E_n).

Очень важно знать относительные вероятности передачи той или иной доли энергии нейтронов протонам отдачи. Эти вероятности непосредственно связаны с угловым распределением протонов отдачи. Для нейтронов с энергией $E_n \leq 20$ Мэв упругое рассеяние нейтронов на протонах будет сферически симметричным в системе центра масс. Угловое распределение протонов отдачи в лабораторной системе представлено на рис. 23, а энергетическое распределение протонов отдачи, первоначально покоящихся, — на рис. 24. На рис. 23 длина радиуса-вектора, определяемого углом Θ , пропорциональна числу протонов отдачи,двигающихся в направлении данного вектора. На рис. 24 по оси абсцисс отложена энергия протонов отдачи, по оси ординат — вероятность образования протонов отдачи с данной энергией. Из рис. 24 видно, что передача различной доли энергии нейтрона протонам происходит с одинаковой вероятностью. Это значит,

что падающий поток моноэнергетических нейтронов с энергией E_n на водородсодержащий материал будет создавать протоны в интервале энергий $0 \leq E_p \leq E_n$ с одинаковой вероятностью.

При увеличении энергии нейтронов выше 20 Мэв сферическая симметрия в системе центра масс будет нарушаться, и все большее и большее число протонов отдачи будет двигаться в направлении, составляющем небольшой угол с направлением первоначального ра-

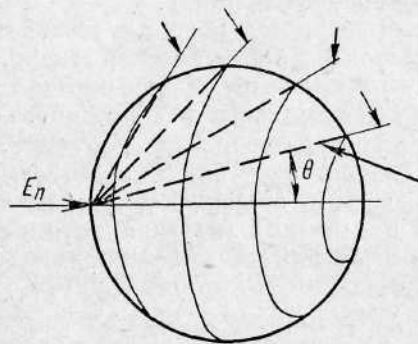


Рис. 23. Угловое распределение протонов отдачи в лабораторной системе координат.

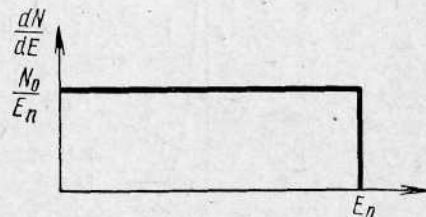


Рис. 24. Энергетическое распределение протонов отдачи.

спространения нейтронов. На рис. 25 представлено угловое распределение протонов отдачи в лабораторной системе, возникающих под действием нейтронов с энергией 90 Мэв [2]. Длина радиуса-вектора пропорциональна числу протонов отдачи,двигающихся в дан-

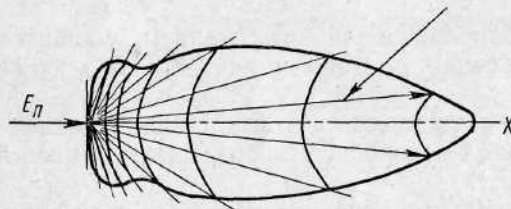


Рис. 25. Угловое распределение в лабораторной системе протонов отдачи, образующихся под действием нейтронов с энергией 90 Мэв.

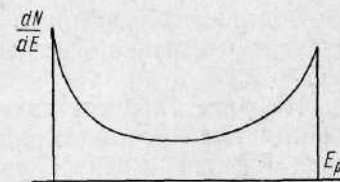
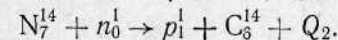
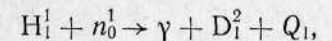


Рис. 26. Энергетическое распределение протонов отдачи, созданных нейтронами с энергией 90 Мэв.

ном направлении пространства. E_n указывает направление первоначального распространения нейтронов, совпадающее с осью X. На рис. 26 приведено энергетическое распределение протонов отдачи, созданных нейтронами с энергией 90 Мэв. По оси абсцисс отложена энергия протонов отдачи, по оси ординат — вероятность образования протонов данной энергии.

Рассмотрим теперь более подробно процессы, обуславливающие биологические эффекты в мягких тканях.

✓ Для тепловых нейтронов ($0 \leq E_n \leq 0,5$ эв) биологический эффект в основном обусловлен процессами поглощения нейтронов. Главными реакциями являются:



Создаваемые в результате этих реакций γ -кванты имеют энергию $\sim 2,2$ Мэв, протоны ~ 625 кэв.

Если учесть относительное содержание в ткани ядер водорода и азота и сечения взаимодействия для этих реакций, то основной формой энергии, возникающей под действием нейтронов, будет энергия в виде γ -излучения. Однако надо иметь в виду, что γ -кванты с энергией 2,2 Мэв могут проходить в ткани значительные расстояния, прежде чем они передадут свою энергию атомам ткани, в то время как протоны передают свою энергию в непосредственной близости от места своего возникновения. Это значит, что для малых облучаемых масс ткани доза, создаваемая протонами, будет значительно больше дозы, обусловленной γ -излучением. Для больших же масс полная энергия, передаваемая ткани γ -излучением, будет много больше энергии, передаваемой протонами.

Для нейтронов промежуточных энергий ($0,5$ эв $\leq E_n \leq 10$ кэв) основным видом взаимодействия с тканью является упругое рассеяние (n, n). Биологический эффект в основном будет обусловлен возбуждением атомов и молекул ткани ядрами отдачи и ионизацией протонами отдачи.

Однако некоторый вклад в общую дозу вносят также экзотермические реакции захвата нейтронов: $N^{14}(n, p)C^{14}$; $He^3(n, p)H^3$; $Li^6(n, \alpha)H^3$ и $B^{10}(n, \alpha)Li^7$.

Так как процентное содержание ядер He^3 , Li^6 и B^{10} в ткани очень мало, то заметную роль играет только реакция (n, p) с ядрами азота. Во всех других случаях полное сечение взаимодействия нейтронов можно считать приблизительно равным сечению рассеяния (n, n).

Для быстрых нейтронов ($0,01 \leq E \leq 20$ Мэв) основным процессом взаимодействия нейтронов с ядрами ткани является процесс упругого рассеяния нейтронов (n, n), так как сечения поглощения нейтронов ядрами атомов ткани малы по сравнению с сечениями рассеяния.

Биологические эффекты будут обусловлены, главным образом, ионизацией атомов и молекул ткани ядрами отдачи водорода, углерода, азота и кислорода.

Оценка замедляющих свойств различных ядер ткани производится по формуле (34)

$$\eta = \frac{2M_a m}{(M_a + m)^2}.$$

Ослабление коллимированных пучков нейтронов тканью определяется макроскопическим сечением упругого рассеяния:

$$J_x = J_0 e^{-\Sigma_s x},$$

где J_0 — плотность потока быстрых нейтронов, падающих нормально на поверхность ткани;

J_x — плотность потока нейтронов в ткани на глубине x ;

$$\Sigma_s = N_H\sigma_H + N_C\sigma_C + N_N\sigma_N + N_O\sigma_O \quad (73)$$

σ — поперечное сечение упругого рассеяния для H, C, N и O соответственно;

N — число ядер H, C, N и O в 1 м^3 ткани соответственно.

В табл. 13 и 14 приведены наиболее характерные реакции для тепловых и быстрых нейтронов в ткани [3].

В табл. 15 приведены значения различных величин, характеризующих процессы прохождения нейтронов через мягкую ткань.

Из данных табл. 13, 14 и 15 можно заключить следующее.

1. Для мягких тканей, толщиной более 7,5 см, на глубинах больших длины диффузии, равной $\sim 2,5$ см, прохождение тепловых нейтронов через ткань подчиняется законам, установленным для бесконечных сред. В частности ослабление потока тепловых нейтронов в два раза будет происходить при прохождении этим потоком ткани, толщиной $\sim 2,5$ см.

2. Вероятность захвата ядрами ткани нейтронов промежуточной энергии очень мала.

Для замедления нейтронов, например, с энергией 1 кэв до тепловых энергий в среднем требуется 15 соударений с ядрами тканей ($\Sigma_t \approx \Sigma_s = 1,45\text{ см}^{-1}$). В настоящее время еще имеется мало сведений о зависимости дозы от геометрической формы мягких тканей, облучаемых нейтронами промежуточных энергий. Для масс тканей, толщиной более 20 см, максимальная доза будет существенно зависеть от энергии нейтронов, вплоть до энергии 10 кэв.

3. Для быстрых нейтронов основной вклад в тканевую дозу дает рассеяние на протонах (до 95%). Более тяжелые ядра рассеивают только очень малую долю энергии нейтронов. Если взять в расчет только первые столкновения нейтронов с ядрами атомов ткани, то суммарная доза D может быть подсчитана по формуле:

$$D = \sum_i D_i = \sum_i E_n \frac{2M_i}{(M_i + m)^2} N_i \sigma_i, \quad (74)$$

где суммирование ведется по всем ядрам атомов, входящих в состав ткани.

Необходимо отметить, что для пучков нейтронов, падающих нормально на большую массу ткани, формула (74) должна быть исправлена на ослабление падающего пучка нейтронов по мере проникновения его в глубь ткани. Эффект возрастания дозы из-за многократных столкновений очень трудно оценить точно. Так как полная доза всегда включает дозу первых столкновений, ясно, что доза от первых столкновений является нижней границей полной дозы. При облучении больших масс ткани быстрыми нейтронами максимальная доза будет или на поверхности облучаемой ткани, или вблизи ее границы. Как показывают расчеты и опыт, максимальная доза может

Основные процессы взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами атомов ткани

Химический элемент	Исходные стабильные изотопы		Упругое рассеяние		Радиационный захват		Продукты реакции				
	Символ	%	σ_s , барн	Σ_s , см ⁻¹	σ_a , барн	Σ_a , см ⁻¹	Изотоп	Схема распада	Период полураспада $T_{1/2}$	$E_{\beta\max}$	E_γ
H	H ¹	99,98	38±4 (газ)	2,29	0,33	1,98·10 ⁻²	H ²	Стабильный	—	—	—
	H ²	0,02	(газ)	—	0,46·10 ⁻³	4,3·10 ⁻⁹	H ³	H ³ → He ³ + β ⁻	12,26 года	0,018	Нет
C	C ¹²	98,9	4,8±0,2	0,043	—	—	C ¹⁴	C ¹⁴ → N ¹⁴ + β ⁻ , γ	5568 лет	—	Нет
	C ¹³	1,1	0,5·10 ⁻³	—	0,5·10 ⁻³	1·10 ⁻⁷					
N	N ¹⁴	99,63	1061	0,0128	0,1	1,28·10 ⁻⁴	N ¹⁵	Стабильный N ¹⁶ → O ¹⁶ + β ⁻ , γ	7,4 сек	—	—
	N ¹⁵	0,37	—	—	2,5·10	—	N ¹⁶				
O	O ¹⁶	99,7575	4,2±0,3	0,103	—	—	C ¹⁴ O ¹⁹	C ¹⁴ → N ¹⁴ + β ⁻ O ¹⁹ → Fe ¹⁹ + β ⁻ , γ	5568 лет 29,4 сек	—	Нет
	O ¹⁷	0,0392	—	—	0,4	3,8·10 ⁻⁴					
	O ¹⁸	0,2033	—	—	0,2·10 ⁻³	0,98·10 ⁻⁸					
Na	Na ²³	100	4,0±0,5	1,58·10 ⁻⁴	0,50	2·10 ⁻⁵	Na ²⁴	Na ²⁴ → Mg ²⁴ + β ⁻ , γ	15 ч	1,39	1,38 2,76

Химический элемент	Исходные стабильные изотопы		Упругое рассеяние		Радиационный захват		Продукты реакции				
	Сим-вол	%	σ_s , барн	Σ_s , см ⁻¹	σ_a , барн	Σ_a , см ⁻¹	Изо-топ	Схема распада	Период полураспада $T_{1/2}$	$E_{\beta_{\max}}$	E_{γ}
										Мэв	
Mg	Mg ²⁴	78,60	—	—	0,034	$3,29 \cdot 10^{-7}$	Mg ²⁵	Стабильный Стабильный Mg ²⁷ → Al ²⁷ + β^- , γ	—	—	—
	Mg ²⁵	10,11	3,6 ± 0,4	$0,45 \cdot 10^{-4}$	0,28	$3,47 \cdot 10^{-7}$	Mg ²⁶		9,5 мин	—	—
	Mg ²⁶	11,29	—	—	0,060	$8,2 \cdot 10^{-8}$	Mg ²⁷		—	1,8	1
	—	—	—	—	—	—	—		—	—	—
P	P ³¹	100	10 ± 2	$19,4 \cdot 10^{-4}$	0,20	$3,88 \cdot 10^{-5}$	P ³²	P ³² → S ³² + β^-	14,3 суток	1,7	—
S	S ³²	95,6	1,1 ± 0,2	$0,517 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	—	—	—	—
	S ³³	0,74	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	S ³⁴	4,18	—	—	0,26	$4,80 \cdot 10^{-7}$	S ³⁵	S ³⁵ → Cl ³⁵ + β^-	87 суток	0,167	—
	S ³⁶	0,014	—	—	0,14	$9,15 \cdot 10^{-9}$	S ³⁷	S ³⁷ → Cl ³⁷ + β^- , γ	5 мин	1,6	3,1
Cl	Cl ³⁵	75,43	16 ± 3	$4 \cdot 10^{-4}$	0,19	$3,62 \cdot 10^{-6}$	S ³⁵	S ³⁵ → Cl ³⁵ + β^-	87 суток	0,167	—
	Cl ³⁶	—	—	—	—	—	Cl ³⁶	Cl ³⁶ → Ar ³⁶ + β^-	$3 \cdot 10^5$ года	0,714	—
	Cl ³⁷	24,57	—	—	0,56	$3,22 \cdot 10^{-6}$	Cl ³⁸	Cl ³⁸ → Ar ³⁸ + β^- , γ	37,5 мин	5,0	2,15
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
K	K ³⁹	93,306	1,5 ± 0,03	$0,46 \cdot 10^{-4}$	3	$8,6 \cdot 10^{-5}$	K ⁴⁰	K ⁴⁰ → Ca ⁴² + β^- , γ	$1,25 \cdot 10^9$ года	1,33	1,46
	K ⁴⁰	0,011	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	K ⁴¹	6,683	—	—	1,1	$2,0 \cdot 10^{-6}$	K ⁴²	K ⁴² → Ca ⁴² + β^- , γ	1252 ч	3,56	1,53
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Продолжение

Химический элемент	Исходные стабильные изотопы		Упругое рассеяние		Радиационный захват		Продукты реакции				
	Сим-вол	%	σ_s , барн	Σ_s , см ⁻¹	σ_a , барн	Σ_a , см ⁻¹	Изо-топ	Схема распада	Период полураспада $T_{1/2}$	$E_{\beta_{\max}}$	E_{γ}
										Мэв	
Ca	Ca ⁴⁰	96,92	3	$6,75 \cdot 10^{-4}$	$< 0,1 \cdot 10^{-3}$	$> 2,26 \times 10^{-7}$	Ca ⁴¹	Захват орбитр. электр.	$1,1 \cdot 10^5$ года	—	—
	Ca ⁴²	0,64	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Ca ⁴³	0,129	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Ca ⁴⁴	2,13	—	—	0,67	$3,2 \cdot 10^{-6}$	Ca ⁴⁵	Ca ⁴⁵ → Sc ⁴⁵ + β^-	160 суток	0,255	—
	Ca ⁴⁶	0,0032	—	—	0,25	$1,8 \cdot 10^{-9}$	Ca ⁴⁷	Ca ⁴⁷ → Sc ⁴⁷ + β^- , γ	4,7 суток	1,94	1,30
	Ca ⁴⁸	0,178	—	—	1,1	$4,4 \cdot 10^{-7}$	Ca ⁴⁹	Ca ⁴⁹ → Sc ⁴⁹ + β^- , γ	8,8 мин	2,0	3,1
Mn	Mn ⁵⁵	100	2,3 ± 0,3	$7,2 \cdot 10^{-9}$	13,3	$4,17 \cdot 10^{-8}$	Mn ⁵⁶	Mn ⁵⁶ → Fe ⁵⁶ + β^- , γ	2,58 ч	2,85	0,85
Fe	Fe ⁵⁴	5,81	11 ± 0,1	$6,7 \cdot 10^{-6}$	2,5	$7,1 \cdot 10^{-8}$	Fe ⁵⁵	Захват орбитр. электр.	2,75 года	—	—
	Fe ⁵⁶	91,64	—	—	3,1	$1,7 \cdot 10^{-6}$	Fe ⁵⁷	Стабильный	—	—	—
	Fe ⁵⁷	2,21	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Fe ⁵⁸	0,34	—	—	0,7	$1,4 \cdot 10^{-9}$	Fe ⁵⁹	Fe ⁵⁹ → Co ⁵⁹ + β^- , γ	45,1 суток	0,270	1,1
Cu	Cu ⁶³	69,04	7,2 ± 0,7	$9,6 \cdot 10^{-8}$	4,3	$4,0 \cdot 10^{-8}$	Cu ⁶⁴	Ca ⁶⁴ → Zn ⁶⁴ + β^- (15%) Cu ⁶⁴ → Ni ⁶⁴ + β^+ , γ (31%)	12,8 суток	0,6	1,34
	Cu ⁶⁵	30,96	—	—	1,8	$7,5 \cdot 10^{-9}$	Cu ⁶⁶	Cu ⁶⁶ → Zn ⁶⁶ + β^- , γ	5,1 мин	2,63	1,04
J	J ¹²⁷	100	3,6 ± 0,5	$7,35 \cdot 10^{-9}$	5,6	$1,1 \cdot 10^{-8}$	J ¹²⁸	J ¹²⁸ → Xe ¹²⁸ + β^- , γ	25,2 мин	2,1	0,45

Химический элемент	Характеристика ядерных реакций				Характеристика образовавшихся изотопов				
	Реакция	Порог, Мэв	$\Sigma N_i \sigma_i, \text{см}^{-1}$		Изотоп	Схема распада	Период полураспада $T_{1/2}$	$E_{\beta \text{max}}$	E_{γ}
			$E_n = 5 \text{ Мэв}$	$E_n = 1 \text{ Мэв}$				Мэв	
H ¹	n, n	—	$9,63 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	H ¹	Протон отдачи	—	—	—
H ²	$n, 2n$	—	—	—	H ¹	Стабильный изотоп	—	—	—
C ¹²	n, n	—	—	—	C ¹²	Ядро отдачи	—	—	—
	$n, 2n$	20	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	C ¹¹	$C^{11} \rightarrow B^{11} + \beta^-$	2,4 мин	0,97	—
	n, p	—	—	—	B ¹²	$B^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^-$	0,019 сек	13,43	4,5
N ¹⁴	n, n	—	$1,92 \cdot 10^{-3}$	$2,56 \cdot 10^{-3}$	N ¹⁴	Ядро отдачи	—	—	—
	$n, 2n$	—	$3,26 \cdot 10^{-7}$	—	N ¹³	$N^{13} \rightarrow C^{12} + \beta^+$	10 мин	1,20	—
O ¹⁶	n, n	—	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$1,95 \cdot 10^{-1}$	O ¹⁶	Ядро отдачи	—	—	—
	$n, 2n$	10	—	—	O ¹⁵	$O^{15} \rightarrow N^{15} + \beta^+$	2 мин	1,70	—
	n, p	—	$1,95 \cdot 10^{-4}$	$3,42 \cdot 10^{-7}$	N ¹⁶	$N^{16} \rightarrow O^{16} + \beta^-, \gamma$	7,35 сек	4,3 (50%) 10,4; 3,3	6,5
O ¹⁷	n, p	—	—	—	N ¹⁷	$N^{17} \rightarrow O^{15} + \beta^-, 2n$	4,14 сек	3,7; $E_n = 1,6$	0,9
Na ²³	$n, 2n$	10	—	$2,2 \cdot 10^{-10}$	Na ²²	$Na^{22} \rightarrow Ne^{22} + \beta^-, \gamma$	2,6 года	0,540	1,28
	n, p	3,5	—	$2,7 \cdot 10^{-8}$	Ne ²³	$Ne^{23} \rightarrow Na^{23} + \beta^-$	40,1 сек	2,4	0,436
	n, α	4,0	—	$1,6 \cdot 10^{-8}$	Fe ²⁰	$Fe^{20} \rightarrow Ne^{20} + \beta^-, \gamma$	11 сек	5,41	1,63
Mg ²⁴	n, p	4,9	$3,8 \cdot 10^{-7}$	$9,8 \cdot 10^{-9}$	N ²⁴	$Na^{24} \rightarrow Mg^{24} + \beta^-, \gamma$	15,0 ч	1,39	1,37
Mg ²⁵	n, p	4,1	—	$2,4 \cdot 10^{-9}$	N ²⁵	$Na^{25} \rightarrow Mg^{25} + \beta^-, \gamma$	60 сек	4,0 3,7	0,40 0,58 0,98 1,6

Продолжение

Химический элемент	Характеристика ядерных реакций				Характеристика образовавшихся изотопов				
	Реакция	Порог, Мэв	$\Sigma N_i \sigma_i, \text{см}^{-1}$		Изотоп	Схема распада	Период полураспада $T_{1/2}$	$E_{\beta \text{max}}$	E_{γ}
			$E_n = 5 \text{ Мэв}$	$E_n = 1 \text{ Мэв}$				Мэв	
P ³¹	$n, 2n$	12,3	$2,8 \cdot 10^{-7}$	—	P ³⁰	$P^{30} \rightarrow Si^{30} + \beta^+$	2,55 мин	3,24	2,16
	n, p	1,1	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$3,68 \cdot 10^{-7}$	Si ³¹	$Si^{31} \rightarrow P^{31} + \beta^-$	2,6 ч	1,48	1,26
	n, α	2,0	—	$2,78 \cdot 10^{-3}$	Al ²⁸	$Al^{28} \rightarrow Si^{28} + \beta^-, \gamma$	2,27 мин	2,87	1,80
S ³²	n, p	1,0	$1,24 \cdot 10^{-5}$	$1,34 \cdot 10^{-6}$	P ³²	$P^{32} \rightarrow S^{32} + \beta^-$	14,3 суток	1,707	—
S ³⁴	n, α	0,9	—	$5,52 \cdot 10^{-9}$	Si ³¹	$Si^{31} \rightarrow P^{31} + \beta^-$	2,62 ч	1,48	1,26
Cl ³⁵	$n, 2n$	—	—	—	Cl ³⁴	$Cl^{34} \rightarrow S^{34} + \beta^+, \gamma$	1,55 сек	4,45	—
	n, p	0,7	—	$3,15 \cdot 10^{-7}$	S ³⁵	$S^{35} \rightarrow Cl^{35} + \beta^-$	87 суток	0,167	—
	n, α	1,0	—	$5,9 \cdot 10^{-8}$	P ³²	$P^{32} \rightarrow S^{32} + \beta^-$	14,3 суток	1,707	—
Cl ³⁷	n, p	3,5	—	$1,38 \cdot 10^{-9}$	S ³⁷	$S^{37} \rightarrow Cl^{37} + \beta^-, \gamma$	5,04 мин	1,6	3,1
K ³⁹	$n, 2n$	—	$5,65 \cdot 10^{-9}$	—	K ³⁸	$K^{38} \rightarrow Ar^{38} + \beta^+, \gamma$	0,95 сек	2,53	2,15
	n, p	—	—	—	Ar ³⁹	$Ar^{39} \rightarrow K^{39} + \beta^-$	2,65 года	0,565	—
	n, α	—	—	—	Cl ³⁶	$Cl^{36} \rightarrow Ar^{36} + \beta^-$	$3 \cdot 10^6$ года	0,714	—
K ⁴¹	n, p	—	—	—	Ar ⁴¹	$Ar^{41} \rightarrow K^{41} + \beta^-, \gamma$	110 мин	1,20	1,30
Ca ⁴²	n, p	—	$1,65 \cdot 10^{-7}$	—	K ⁴²	$K^{42} \rightarrow Ca^{42} + \beta^-, \gamma$	12,52 ч	3,56	1,53
Ca ⁴³	n, p	—	—	—	K ⁴³	$K^{43} \rightarrow Cu^{43} + \beta^-$	22,4 ч	0,240 0,83 1,22	0,220 0,614
Mn ⁵⁵	n, α	—	—	—	V ⁵²	$V^{52} \rightarrow Cr^{52} + \beta^-, \gamma$	3,76 мин	2,50	1,44

Химический элемент	Характеристика ядерных реакций				Характеристика образовавшихся изотопов				
	Реакция	Порог, Мэв	$\Sigma N_i \sigma_i, \text{см}^{-1}$		Изотоп	Схема распада	Период полураспада $T_{1/2}$	$E_{\beta_{\max}}$	E_{γ}
			$E_n = 5 \text{ Мэв}$	$E_n = 1 \text{ Мэв}$				Мэв	
F ⁵⁴	$n, 2n$	13,9	$5,56 \cdot 10^{-11}$	—	Fe ⁵³	$\text{Fe}^{53} \rightarrow \text{Mn}^{53} + \beta^-$	8,9 мин	2,5	0,37
Fe ⁵⁶	n, p	2,9	$7,8 \cdot 10^{-10}$	—	Mn ⁵⁶	$\text{Mn}^{56} \rightarrow \text{Ni}^{62} + \beta^-, \gamma$	2,58 ч	2,81	0,845
								1,04	1,81
								0,68	2,13
Cu ⁶³	$n, 2n$	10,1	$1,85 \cdot 10^{-10}$	—	Cu ⁶²	$\text{Cu}^{62} \rightarrow \text{Ni}^{62} + \beta^-, \gamma$	10 мин	2,91	0,69 0,88 1,13 1,17
Cu ⁶⁵	$n, 2n$	—	—	—	Cu ⁶⁴	$\text{Cu}^{64} \rightarrow \text{Zn}^{64} + \beta^- (15\%)$	—	—	—
	n, p	2,3	$1,2 \cdot 10^{-11}$	—	Ni ⁶⁵	$\text{Cu}^{64} \rightarrow \text{Ni}^{64} + \beta^+ (31\%)$ $\text{Ni}^{65} \rightarrow \text{Cu}^{65} + \beta^-, \gamma$	12,8 сек 2,6 ч	— 2,10 1,01 0,60	— 1,49 1,12 0,37
	n, α	—	—	—	Co ⁶²	$\text{Co}^{62} \rightarrow \text{Ni}^{62} + \beta^-, \gamma$	10 мин	2,91	—
J ¹²⁷	$n, 2n$	9,45	$6,32 \cdot 10^{-11}$	—	J ¹²⁶	$\text{J}^{126} \rightarrow \text{Xe}^{126} + \beta^-, \gamma$	13,1 суток	0,39 0,87 1,5	0,4 0,87
	n, p	—	—	—	Te ¹²⁷ Sb ¹²⁴	$\text{T}^{127} \rightarrow \text{J}^{127} + \beta^-, \gamma$ $\text{Sb}^{124} \rightarrow \text{Te} + \beta^-, \gamma$	9,4 ч 60,9 суток	— 2,32 1,60 0,97 0,61	— 0,603 0,714 0,047 1,326
	n, α	—	—	—					

**Основные величины, характеризующие процессы взаимодействия
нейтронов с мягкой тканью**

Наименование величины	Обозначение	Значение
Макроскопическое сечение рассеяния тепловых нейтронов, см^{-1}	Σ_s	2,57
Макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов, см^{-1}	Σ_a	0,0238
Полное макроскопическое сечение, см^{-1}	$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a$	2,594
Средний логарифмический декремент энергии	ξ	0,71
Среднее число столкновений, необхо- димое для замедления нейтронов от 1 Мэв до 0,025 эв	\bar{n}	25
Средний косинус угла рассеяния для нейтронов деления	$\overline{\cos v}$	0,115
Макроскопическая замедляющая спо- собность, см^{-1}	$\xi \Sigma_s$	1,825
Коэффициент замедления	$\xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$	77
Длина диффузии нейтронов, см^{-1}	L_d	2,48
Альбеда ($E_n = 0,025$ эв)	K	0,80
Среднее число пересечений границы раздела в однородной среде	$\bar{\omega}$	4,5

отличаться от дозы первых столкновений на поверхности не более чем в два раза. Глубинные дозы могут сильно отличаться от дозы первых столкновений, которая иногда составляет только небольшую часть полной дозы.

Для сверхбыстрых или релятивистских нейтронов ($E_n > 20$ Мэв) основным видом взаимодействия с тканью будет упругое рассеяние на ядрах водорода. Однако начинают играть заметную роль, особенно при больших энергиях нейтронов, реакции с вылетом нескольких нейтронов или заряженных частиц. В частности имеет место реакция

$C^{12}(n, 2n)C^{11}$, имеющая порог $E = 20,2 \text{ Мэв}$ [4]. При реакциях упругого рассеяния на ядрах водорода протоны отдачи будут иметь

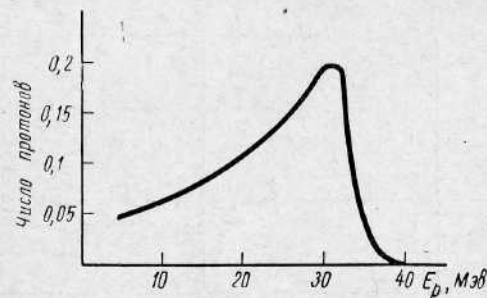


Рис. 27. Спектр протонов отдачи в полиэтилене при облучении нейтронами с энергией 40 Мэв.

дейтоны и ядра трития. Кроме того, ядра углерода и кислорода могут расщепляться с вылетом трех и четырех α -частиц соответственно.

На рис. 28 графически представлены относительные значения сечений для различных реакций взаимодействия нейтронов с ядрами атомов ткани в зависимости от энергии нейтронов, в диапазоне энергии до 500 Мэв [3].

Процессы ионизации атомов и молекул ткани зависят от типа заряженных частиц, которые образуются под действием нейтронов. Вероятность образования той или иной заряженной частицы зависит от значения макроскопического сечения соответствующей реакции. На рис. 29 приведены полные макроскопические сечения для основных ядер атомов, входящих в состав мягкой ткани, а также их суммарное значение [3].

Распределение глубинных доз в ткани будет зависеть от длины свободного пробега нейтронов в ткани, определяемого длиной релаксации λ , и от пробегов заряженных частиц, образующихся

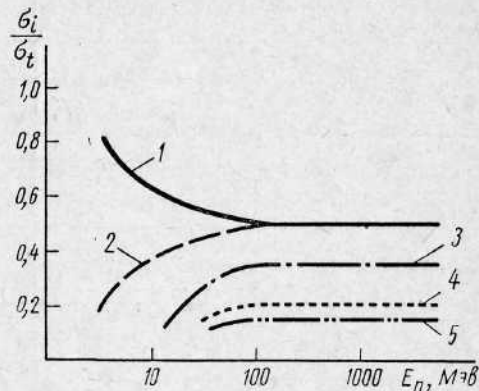


Рис. 28. Относительные значения сечений для реакций взаимодействия нейтронов с ядрами атомов ткани:

1 — для упругого рассеяния $\frac{\sigma_s}{\sigma_t}$; 2 — для процессов взаимодействия с поглощением нейтронов $\frac{\sigma_a}{\sigma_t}$; 3 — для процессов звездообразования $\frac{\sigma_{зв}}{\sigma_t}$; 4 — для реакции $(n, p) \frac{\sigma_p}{\sigma_t}$; 5 — для выбивания дейтонов $\frac{\sigma_d}{\sigma_t}$.

все более направленное движение в сторону распространения нейтронов и глубинные дозы могут превосходить поверхностную дозу. На рис. 27 приведен спектр протонов отдачи, образующихся при облучении полиэтилена нейтронами с энергией 40 Мэв [2]. По мере увеличения энергии нейтронов ядра атомов ткани становятся «прозрачными». Из ядер С, N, O могут выбиваться так называемые протоны глубокого отщепления,

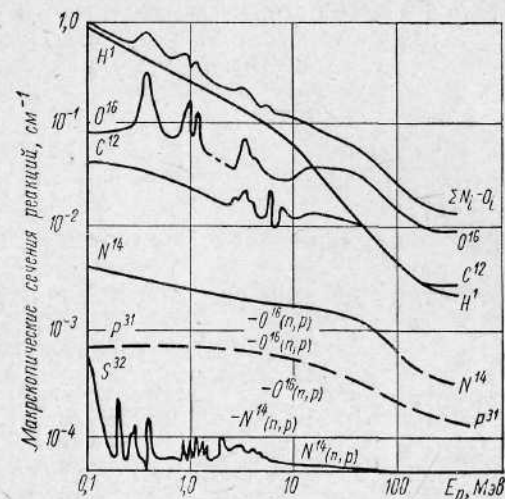


Рис. 29. Макроскопические сечения для основных ядер атомов ткани.

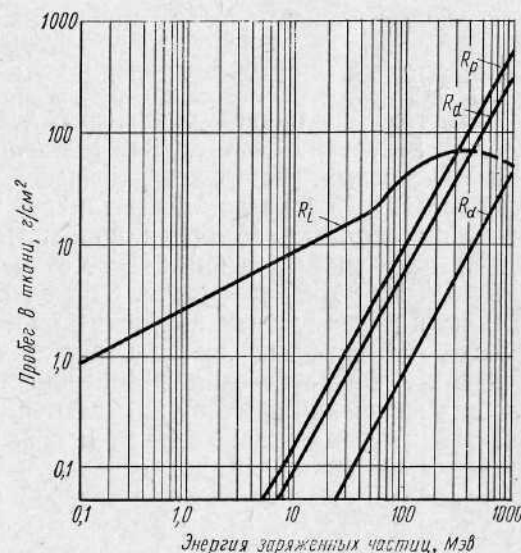


Рис. 30. Длина свободного пробега нейтронов и полные пробеги протонов, дейтонов и α -частиц в ткани.

в ткани под действием нейтронов. На рис. 30 приведены свободный пробег нейтронов в ткани (R_i) и полные пробеги протонов, дейтронов и α -частиц в зависимости от их энергии. Пробеги заряженных частиц определялись по универсальному уравнению Росси [5]:

$$R_i = cE^d \text{ см}, \quad (75)$$

где E — энергия заряженной частицы в Мэв;

d — некоторая постоянная, не зависящая от рода частиц и равная $\sim 0,75$;

c — некоторая постоянная, зависящая от массы и заряда частицы.

Значение постоянных c для различных заряженных частиц:

Частица	$c \cdot 10^4$
Протон	32,2
Дейтрон	19,1
α -частица	2,82
Ядро углерода	$1,82 \cdot 10^{-1}$
Ядро азота	$1,17 \cdot 10^{-1}$
Ядро кислорода	$0,82 \cdot 10^{-1}$

Длина релаксации для нейтронов с энергией E Мэв определялась по формуле:

$$\lambda = 2,8E^{0,5} \text{ см}. \quad (76)$$

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОНОВ

Опыт показывает, что при одинаковых тканевых дозах различных видов ионизирующих излучений наблюдаются различные биологические эффекты. Иными словами, равные поглощенные дозы различных излучений могут производить повреждения различной степени одних и тех же биологических объектов. Для оценки биологической эффективности различных излучений введено понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ) излучения. ОБЭ одного вида излучения по отношению к другому виду излучения определяется, как обратное отношение поглощенных доз, вызывающих одинаковый биологический эффект. Биологические эффективности различных видов ионизирующих излучений обычно указываются по отношению к биологической эффективности 200 кв рентгеновского излучения, ОБЭ которых принята за единицу. Таким образом, если для создания определенного биологического эффекта требуется доза рентгеновских лучей D_R рад, а для того, чтобы вызвать тот же эффект, требуется нейтронная доза D_n рад, то ОБЭ нейтронов будет определяться по формуле:

$$\eta_n = \frac{D_R}{D_n}, \quad (77)$$

где η_n — ОБЭ нейтронов по отношению к ОБЭ 200 кв рентгеновского излучения;

D_R и D_n — поглощенные дозы рентгеновского излучения и нейтронов в рада, необходимые для получения одинакового биологического эффекта.

Измерение ОБЭ основывается на сравнениях тканевых доз. Основной физической величиной, определяющей различные ОБЭ для разных видов излучений, является энергия, передаваемая заряженными частицами при движении в ткани. Поскольку биологические эффективности зависят от пространственного распределения энергии, передаваемой ткани в рассматриваемом объеме, наиболее важным физическим фактором, ответственным за относительную биологическую эффективность, является энергия, теряемая заряженной частицей на единице своего пути. ОБЭ одного и того же излучения различна для разных испытуемых объектов и типов изучаемых эффектов и часто зависит от ряда других факторов, таких, как мощность дозы, температура и кислотность ткани изучаемого объекта и т. п. В настоящее время относительная биологическая эффективность всех ионизирующих излучений принимается равной единице, если заряженные частицы, создаваемые этими излучениями, имеют линейные потери энергии, не превышающие 3,5 кэв на 1 мк их пути в ткани (3,5 кэв/мк).

Предполагается, что ОБЭ возрастает почти линейно от 1 до 20 при изменении линейных потерь энергии заряженных частиц от 3,5 до 175 кэв/мк. Так как никаких рекомендаций относительно ОБЭ для линейных потерь энергии > 175 кэв/мк не имеется, обычно для этих линейных потерь энергии ОБЭ принимается равным 20.

Опыт показал, что биологическая эффективность различных заряженных частиц является сложной функцией мощности дозы, распределения линейной плотности ионизации вдоль путей ионизирующих частиц и ряда других факторов.

Таблица 16

Значения ОБЭ для некоторых заряженных частиц с энергией ≤ 250 кэв

Название частицы	ОБЭ расчетная	ОБЭ декретная
Электрон	1,0	1
\pm п-мезон	3,8	—
\pm μ -мезон	4,1	—
Протон	6,6	10
Дейтрон	7,8	—
Тритон	8,6	—
α -частица	14,7	20
Ядро лития	19	—
Ядро бериллия	28	—
Ядро кислорода	52	—
Ядро фосфора	75	—

Необходимо также помнить, что ОБЭ не является постоянной величиной, приписанной данному виду ионизирующего излучения для всех реакций организма на воздействие излучения.

ОБЭ быстро протекающих летальных реакций при острых воздействиях отличается от ОБЭ при хронических воздействиях малыми дозами. Так, например, ОБЭ нейтронов по острому летальному действию равна приблизительно 3,5, а по отдаленным последствиям ОБЭ этих же нейтронов равняется 15.

Отсюда ясно, что измерение ОБЭ-доз в биологических эквивалентах рада не является физическим измерением.

Тем не менее ОБЭ-доза является полезной для целей оценки радиационной безопасности.

Значения ОБЭ для различных заряженных частиц по отношению к 200 кВ рентгеновскому излучению приведены в табл. 16 [6].

ГЛАВА IV

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ И ПРИМЕНЯЕМАЯ АППАРАТУРА

В различных областях ядерной физики, при исследовании процессов с участием нейтронов, почти всегда возникает задача измерения нейтронного потока. К таким исследованиям следует отнести прежде всего дозиметрические измерения, контроль работы реакторов, изучение реакций с образованием нейтронов и др. Существенно, что точность таких измерений в большинстве случаев определяется точностью измерения нейтронного потока.

Мы уже отмечали, что в настоящее время оценка радиационной безопасности, т. е. предельно допустимые уровни нейтронного излучения, выражаются в единицах плотности нейтронного потока. Из этого следует, что рассмотрение методов и аппаратуры, используемой для измерений нейтронных потоков, является задачей практической нейтронной дозиметрии.

В связи с этим необходимо отметить те трудности, которые возникают при измерении нейтронных потоков.

Во-первых, нейтрон является нейтральной частицей и практически не может быть обнаружен до тех пор, пока в результате взаимодействия с веществом не образуется заряженная частица или γ -квант. Поэтому для определения числа нейтронов важно знать сечения взаимодействия нейтронов с ядрами. С другой стороны, для определения сечений необходимо иметь данные относительно потока нейтронов. При этом следует учесть и то, что величина сечения взаимодействия нейтронов с ядрами очень сильно зависит от энергии нейтронов. Вопросы взаимодействия нейтронов с веществом уже рассматривались нами в гл. II. Наиболее характерные примеры использования ядерных реакций для регистрации нейтронов приведены в табл. 17.

Во-вторых в практических измерениях почти всегда имеет место сопутствующее γ -излучение, которое в некоторых случаях может быть сравнимо по интенсивности с нейтронным излучением, а иногда и превышает его. При этом нейтронные детекторы регистрируют, как правило, и γ -излучение.

Основные ядерные реакции, используемые для регистрации нейтронов [1]

Ядро-мишень	Распространенность изотопа, %	Реакция	Порог реакции, Мэв	Эффективное сечение для тепловых нейтронов, барн	Примечание
H^1 H^2	99,984 0,0156	n, γ n, γ	— —	0,332 0,00046	Используется в виде газа, водородсодержащего фосфора или как излучатель
He^3	$1,3 \cdot 10^{-4}$ атмосферный	$(n, p) \rightarrow H^3 + 0,76 \text{ Мэв}$	—	5500	Используется в виде газа
Li^6 Li^7	7,52 92,48	$(n, \alpha) \rightarrow H^3 + 4,78 \text{ Мэв}$ $(n, \gamma) \rightarrow Li^8 (T_{1/2} = 88 \text{ сек})$	— —	945 0,033	Используется в виде фольги (LiF); фосфора (Li J); стекла с Li^6 ; фотопластинок, пропитанных Li^6
B^{10}	19,8	$(n, \alpha) \rightarrow Li^7 + 2,79 \text{ Мэв}$ $(n, \alpha) \rightarrow Li^{7*} + 2,34 \text{ Мэв}$ $Li^{7*} \rightarrow Li^7 + 0,478 \text{ Мэв}$	— — —	3813 — —	Используется в виде фольги, содержащей бор; борсодержащих соединений BF_3 или B_2O_3 в фосфорах
B^{11}		$(n, \gamma) B^{12} (T_{1/2} = 0,027 \text{ сек})$	—	0,05	
C^{12}	98,89	$(n, 2n) C^{11} (T_{1/2} = 20,5 \text{ мин})$	20,2	—	Используется в виде фольги, содержащей углерод, и антраценового фосфора
N^{14}	99,63	$(n, p) \rightarrow C^{14} + 0,628 \text{ Мэв}$ $(n, \alpha) B^{11}$	— 0,3	1,75 —	Используется в виде газа
S^{32}	95,02	$(n, p) \rightarrow P^{32} (T_{1/2} = 14,5 \text{ суток})$ $(n, \alpha) \rightarrow Si^{29} (\text{стабильный})$	1,0 1,16	— —	Используется в виде $ZnS - Ag$
Mn^{55}	100	$(n, \gamma) \rightarrow Mn^{56} (T_{1/2} = 2,58 \text{ ч})$	—	13,16	Используется в виде фольги или раствора, содержащего $MnSO_4$

Продолжение

Ядро-мишень	Распространенность изотопа, %	Реакция	Порог реакции, Мэв	Эффективное сечение для тепловых нейтронов, барн	Примечание
Cd^{113}	12,26	$(n, \gamma) \rightarrow Cd^{114} (\text{стабильный})$	—	20 000	Используется в виде фольги или в жидких фосфорах
In^{115}	95,77	$(n, \gamma) \rightarrow In^{116} (T_{1/2} = 54,2 \text{ мин})$ $(n, \gamma) \rightarrow In^{116} (T_{1/2} = 13 \text{ сек})$	— —	155 52	Используется в виде фольги; резонансы при 1,4; 3,8; 9 эв
Gd^{155} Gd^{157}	14,73 15,68	$(n, \gamma) Gd^{156}$ $(n, \gamma) Gd^{158} (\text{стабильный})$	— —	61 000 240 000	Естественный элемент имеет сечение для тепловых нейтронов, равное 37 000 барн
Bi^{209}	100	Деление	20	—	—
Th^{232}	100	Деление	1,1	—	—
U^{235}	0,71	Деление	—	582	Сечение захвата тепловых нейтронов 107 барн $\sigma_T = 2,74 \text{ барн}$
U^{238}	99,28	Деление	1,0	—	
Np^{237}	—	Деление	0,1	0,019	—

В-третьих, большинство нейтронных источников испускает нейтроны со сложным энергетическим спектром, изучение которого представляет собой отдельную довольно сложную проблему. Кроме того, в случае измерения потоков быстрых нейтронов эффект многократного рассеяния нейтронов приводит к резкому уменьшению их энергии, и, следовательно, к возникновению диффузного потока тепловых нейтронов. Трудность измерения потока в этом случае связана с тем, что большинство детекторов для быстрых нейтронов имеют меньшие поперечные сечения, чем для тепловых, а следовательно и меньшую эффективность.

Это хорошо видно на рис. 31, где приведены эффективные сечения ядерных реакций σ для некоторых элементов в зависимости от энергии нейтронов.

Из сказанного видно, с какими трудностями приходится сталкиваться при разработке методов измерения нейтронных потоков. Главная трудность возникает из-за энергетической зависимости чувствительности нейтронных детекторов.

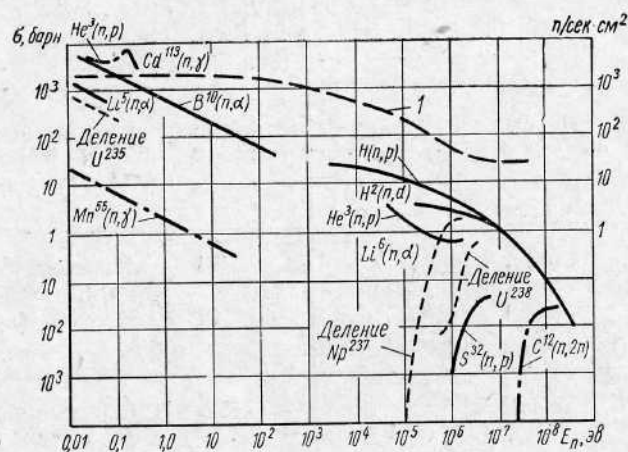


Рис. 31. Сечения некоторых ядерных реакций:
1 — предельно допустимый поток нейтронов.

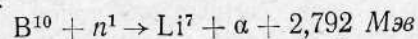
Основные принципы регистрации нейтронов достаточно полно освещены в литературе [2—11].

Мы рассмотрим основные методы и аппаратуру, используемую для измерения плотности потока нейтронов различной энергии, и некоторые вопросы, связанные с использованием обсуждаемых методов для спектроскопии нейтронных потоков.

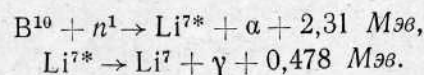
ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ И ПРИМЕНЯЕМАЯ АППАРАТУРА

Регистрация тепловых нейтронов с использованием реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha) \text{Li}^7$

Наибольшую чувствительность к тепловым нейтронам имеют пропорциональные счетчики, наполненные газом BF_3 , обогащенным изотопом B^{10} . Регистрация нейтронов основана на использовании ядерной реакции:



или



В этой реакции только 6,3% случаев захвата тепловых нейтронов сопровождается образованием ядра Li^7 в основном состоянии. В остальных 93,7% случаев ядро Li^7 образуется в возбужденном состоянии (время жизни $\sim 7,7 \cdot 10^{-14}$ сек) с последующим испусканием γ -кванта с энергией 478 кэв.

Борные счетчики широко используются в практической нейтронной дозиметрии, так как они имеют некоторые преимущества перед другими детекторами:

а) большую эффективность регистрации тепловых нейтронов, что связано с большим сечением реакции (n, α) для чистого изотопа B^{10} — 3813 барн. Для естественной смеси, содержащей 19,8% B^{10} , сечение равно 755 барн. С увеличением энергии нейтронов сечение реакции изменяется по закону $1/v$ вплоть до энергии около 10 кэв:

б) в пропорциональных счетчиках образуются импульсы большой амплитуды и их можно без труда зарегистрировать. Ионизация в газе BF_3 производится α -частицей и ядром Li^7 с суммарной кинетической энергией около 2,3 Мэв.

Заметим, что BF_3 -счетчики позволяют осуществить надежную регистрацию нейтронов на фоне γ -излучения, которое также создает ионизационный эффект в результате образования вторичных электронов в счетчике, причем величина импульсов от γ -лучей определяется материалом стенок, размерами счетчика и давлением газа. Например, для наиболее распространенного счетчика типа СНМ-5, имеющего диаметр 34 мм, длину рабочей части 185 мм и давление газа $\text{BF}_3 = 230 \text{ мм рт. ст.}$, средняя величина импульса от γ -лучей Co^{60} ($E_\gamma = 1,17$ и $1,33 \text{ Мэв}$) составляет около 1/8 от максимального импульса, образующегося при регистрации нейтронов.

Для практических измерений желательно использовать электронную аппаратуру с таким разрешающим временем, чтобы общая разрешающая способность системы счетчик — усилитель определялась счетчиком. Это важно, так как при работе борных счетчиков в больших γ -полях, когда средний интервал времени между двумя импульсами от γ -лучей становится меньше, чем разрешающее время системы счетчик — усилитель, наблюдается эффект наложения импульсов от γ -лучей, в результате чего получается импульс с амплитудой, сравнимой с импульсом от нейтронов. Эффект наложения импульсов особенно сильно проявляется у счетчиков как с большими геометрическими размерами, так и наполненных до высоких давлений (около 1 атм).

Как показывает опыт, борные счетчики удовлетворительно работают в γ -полях с мощностью дозы до 200 p/ч [12, 13]. Об изменении рабочих характеристик борного счетчика в различных γ -полях можно судить из рис. 32. На этом рисунке по оси ординат, слева, отложена скорость счета BF_3 -счетчика в имп/сек в смешанном ($n + \gamma$) поле излучения при различных мощностях дозы γ -излучений — 25; 90 и 250 p/ч ; по оси абсцисс — уровень дискриминации. По оси ординат, справа, указаны значения числа отсчетов BF_3 -счетчика в имп/мин , обусловленные только γ -излучением. В этом случае разрешающее время системы счетчик — усилитель определялось только счетчиком и составляло $\sim 1 \text{ мксек}$. Однако многие рабочие приборы не имеют такого высокого разрешающего времени. Такие приборы могут использоваться для измерений в полях с предельной мощностью дозы γ -излучения не более 10 p/ч .

Чувствительность к тепловым нейтронам борного счетчика диаметром 2,2 см, с длиной рабочей части 15 см, наполненного до давления 400 мм рт. ст., обогащенным до 96% B^{10} газом BF_3 составляет 2 имп/сек на 10^4 н/сек·м².

Борные счетчики имеют низкий фон, что позволяет измерять сравнительно слабые нейтронные потоки с плотностью около $1 \cdot 10^2$ н/сек·м². При больших скоростях счета (при измерениях нейтронных потоков с плотностью более 10^9 н/сек·м²) происходит изменение счетных характеристик (сдвигается плато и пр.), что связано с накоплением пространственного заряда электронной лавины у нити счетчика. Поэтому пропорциональные счетчики обычно используются для измерения потоков тепловых нейтронов с плотностью не более чем 10^9 н/сек·м². Некоторые вопросы, связанные с конструированием, наполнением и работой BF_3 -счетчиков, рассматриваются в работах [12—15].

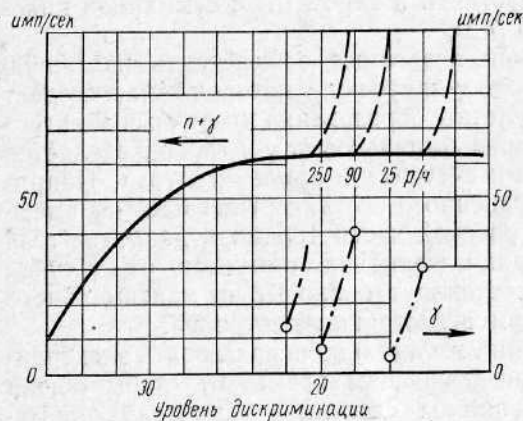
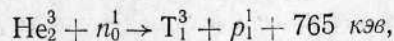


Рис. 32. Характеристики борного счетчика.

чик работает в режиме коронного разряда, и его работоспособность не нарушается при измерениях в γ -полях с мощностью дозы до 1000 р/ч.

Для измерения нейтронных потоков с плотностью более 10^9 н/сек·м² можно использовать ионизационные камеры, наполненные BF_3 . При этом поток тепловых нейтронов с плотностью около $3 \cdot 10^{13}$ н/сек·м² создает в ионизационной камере объемом 180 см³ с давлением газа $BF_3 = 30$ см рт. ст. ионный ток около 10^{-4} а [16]. Нижний предел измерения плотности нейтронного потока составляет $3 \cdot 10^5$ н/сек·м², что соответствует току в камере около 10^{-12} а. Сильный γ -фон затрудняет измерение нейтронного потока с малой плотностью. Поэтому плотности потока, которые могут быть измерены такой камерой, составляют 10^7 — 10^{15} н/сек·м². Описание практических конструкций различных борных камер можно найти в работах [10, 17].

Для регистрации тепловых нейтронов можно использовать также реакцию:



поперечное сечение которой равно 5500 барн. Однако, вследствие трудности получения He^3 в больших количествах, эта реакция применяется, в основном, для спектрометрии нейтронов.

Регистрация нейтронов с использованием процесса деления

В некоторых случаях бор с успехом может заменяться делящимся веществом, например, U^{235} , сечение деления которого хорошо известно и для тепловых нейтронов составляет 582 барн.

Для регистрации тепловых нейтронов можно использовать также и другие изотопы, например, Pu^{239} ($\sigma = 746$ барн). На рис. 33 приводится зависимость сечения деления σ_f от энергии нейтронов для некоторых наиболее важных для практического использования ядер. Как видно из рисунка, сечения для U^{235} и Pu^{239} сравнительно слабо меняются с энергией нейтронов в широкой области энергий. Делящиеся вещества, как правило, используются в ионизационных камерах.

По сравнению с борными счетчиками ионизационные камеры деления имеют меньшую эффективность регистрации тепловых нейтронов. С другой стороны, ионизационные камеры деления удовлетворительно работают в мощных γ -полях, где борные счетчики неприменимы. Например, детектор деления с площадью делящегося материала около 100 см² может работать длительное время в γ -полях с мощностью дозы более 10^5 р/ч [17] без каких-либо изменений в рабочих характеристиках. Кроме того, ионизационные камеры деления более долговечны, чем борные счетчики, и вполне удовлетворительно выдерживают более высокие температуры (около 500° С) [18]. Поэтому ионизационные камеры с делящимся веществом незаменимы для измерения нейтронных потоков в реакторах.

К сожалению, не существует удобных газообразных соединений делящихся веществ. Обычно тонкий слой делящегося вещества наносится на электроды ионизационной камеры, причем выбор толщины слоя ограничивается относительно коротким пробегом осколков деления (в веществе около 10 мг/см²) и составляет от 0,02 до 2 мг/см². Например, толщина слоя покрытия при использовании U_3O_8 составляет около 1,2 мг/см². В практических конструкциях используются разнообразные многослойные ионизационные камеры, что позволяет увеличить количество делящегося вещества, а значит и эффективность регистрации нейтронов.

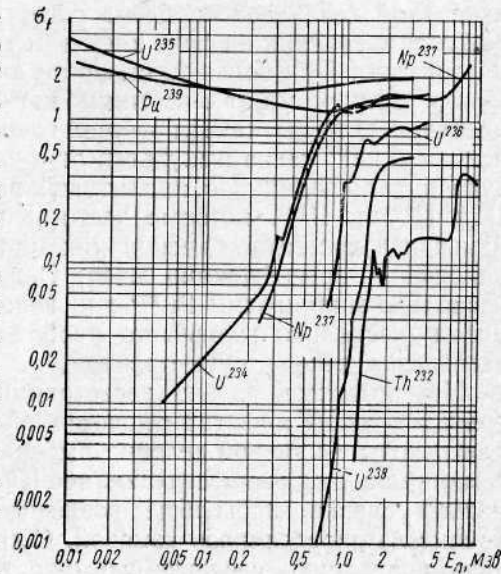


Рис. 33. Сечения деления некоторых изотопов.

Детекторы деления, содержащие от 0,04 мг до 3 г U^{235} , могут применяться для измерения нейтронных потоков с плотностью $10^{14} - 10^{19}$ н/сек · м².

Кроме U^{235} и Pu^{239} в ионизационных камерах деления могут также использоваться Np^{237} , Th^{232} и др. Очевидно, что при использовании в ионизационной камере изотопа U^{238} или Th^{232} камера будет регистрировать только нейтроны с энергией, превышающей порог деления этих изотопов, равный — 0,7 и 1,25 Мэв соответственно.

При использовании камер деления в практике дозиметрических измерений возникает проблема регистрации импульсов, вызванных осколками деления на фоне α -частиц, также испускаемых делящимся материалом. При большой скорости α -распада промежуток времени между импульсами от α -частиц может быть сравним с разрешающим временем системы камера — усилитель, вследствие чего будет происходить наложение импульсов от α -частиц и их суммарная амплитуда будет сравнима с амплитудой импульса от осколка деления. Для U^{233} и U^{235} , которые часто используются в ионизационных камерах в количестве нескольких миллиграмм, вероятность такого наложения пренебрежимо мала. Однако, если детектор содержит несколько миллиграмм Pu^{239} или используется большое количество урана (несколько грамм), то проблема дискриминации импульсов становится весьма существенной.

На практике задача регистрации осколков деления на фоне большого числа α -частиц решается двумя путями. С одной стороны, для работы с камерой деления выбирается электронная аппаратура с минимальным разрешающим временем. При этом должно выполняться условие, чтобы общее разрешающее время системы камера — усилитель определялось камерой. С другой стороны, чтобы ограничить ионизацию, создаваемую α -частицами, конструкция ионизационной камеры выбирается с учетом того факта, что наибольшая плотность ионизации, создаваемая осколками деления в начале своего пробега, значительно выше, чем наибольшая плотность, которая создается α -частицами в конце пробега. Для хорошо сконструированных детекторов деления отношение амплитуды импульса от осколков деления, который еще может быть зарегистрирован, к средней амплитуде импульса от α -частиц составляет около 20—30. Ионизационные камеры деления, как правило, работают в режиме электронного собирания, поэтому разрешающее время камер обычно находится в пределах от 0,1 до 0,5 мксек.

Особенности изготовления и основные характеристики ионизационных камер деления описаны в работах [19—22]. На практике используются самые разнообразные типы камер, отличающиеся как делящимся веществом, так и геометрической формой (спирального типа, плоскопараллельного типа, цилиндрического типа). Для примера на рис. 34 приведена высокоэффективная ионизационная камера цилиндрического типа [23]. Делящееся вещество наносится с обеих сторон коаксиальных цилиндрических никелевых трубок 4. Разрешающее время камеры такой конструкции составляет 0,1 мксек.

Вследствие малого расстояния между электродами (около 1 мм) рабочее напряжение на камере составляет около 300 в. Детектор работает при давлении около 10 атм $Ag + 0,5$ атм CO_2 .

В ряде случаев, особенно при измерениях нейтронных потоков с большой плотностью, ионизационные камеры могут использоваться в токовом режиме. Ионизационный ток усиливается или непосредственно подается на гальванометр или микроамперметр.

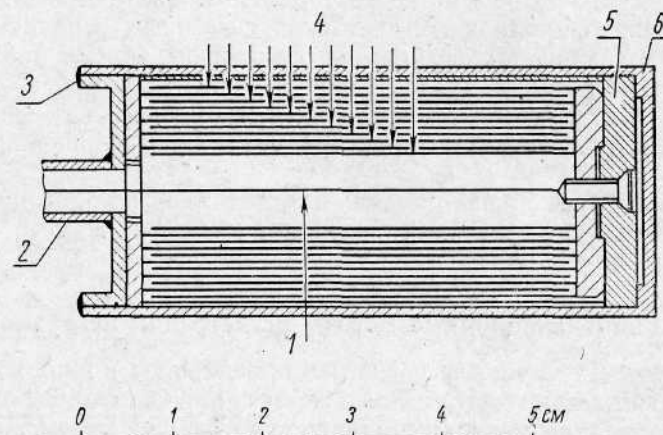


Рис. 34. Ионизационная камера деления цилиндрического типа:
1 — тонкая нить; 2 — стальная трубка; 3 — уплотнение; 4 — никелевые трубки; 5 — изолятор; 6 — стальной корпус.

Делящиеся вещества могут использоваться не только в ионизационных камерах, но и в пропорциональных счетчиках. Одна из конструкций такого счетчика, внутренняя поверхность которого покрыта слоем толщиной 1 мг/см² U^{238} , описана в работе [24].

Регистрация нейтронов по протонам отдачи

Пропорциональные счетчики, наполненные водородсодержащим газом (например, метаном или этиленом), могут применяться для регистрации нейтронов с энергией от 20 кэв до 3,0 Мэв. Так же как и борные счетчики, эти счетчики чувствительны к γ -излучению. На практике γ -фон легко исключается путем выбора параметров электронной аппаратуры (коэффициент усиления, порог дискриминации и т. д.). Однако при измерении потоков нейтронов с энергией меньше 500 кэв задача учета γ -фона затрудняется.

Наряду со счетчиками с газообразным «радиатором» иногда применяются счетчики на протонах отдачи с твердым «радиатором». При этом водородсодержащее вещество — радиатор — применяется в виде пленки из полистирола, полиэтилена и пр. Однако малые пробеги протонов отдачи в твердых телах (например, протон с энергией 100 кэв имеет пробег около 200 мке/см²) требуют использования

очень тонких слоев радиатора. Поэтому эффективность подобных счетчиков меньше и нижний предел при измерении энергии нейтронов составляет около 400 кэв [25], по сравнению с 20 кэв для счетчиков с газообразным радиатором.

Следует иметь в виду, что в ионизационных камерах с электронным собиранием величина импульса зависит от места возникновения начальной ионизации. Это обстоятельство может влиять на величину энергетического разрешения детектора. В отличие от ионизационных камер в пропорциональных счетчиках с газовым усилением большинство электронов образуется в небольшом объеме около нити, вследствие чего амплитуда импульса не зависит от места возникновения начальных ионов. Поэтому при спектрометрических измерениях нейтронных потоков желательно применять пропорциональные счетчики.

Использование пропорциональных счетчиков на протонах отдачи при определенных условиях позволяет создать дозиметр быстрых нейтронов.

Сцинтилляционные методы регистрации нейтронов

В настоящее время для регистрации нейтронов в широком диапазоне энергии весьма часто используются сцинтилляционные счетчики. В частности, такие счетчики применяются в большинстве современных нейтронных радиометров. Высокая эффективность, большая долговечность, спектрометрические свойства — вот основные преимущества сцинтилляционных счетчиков перед газовыми детекторами. Правда, сцинтилляционные детекторы не очень стабильны, что обусловлено, в основном, нестабильностью используемых фотоумножителей.

В нейтронных радиометрах для регистрации тепловых нейтронов наиболее часто применяются сцинтилляторы, приготовленные из смеси ZnS (Ag) с B^{10} , который обычно используется в виде борной кислоты или борного ангидрида [26—27]. Оптимальная толщина слоя светосостава около 80 мг/см².

Несмотря на то, что подобные сцинтилляторы обладают плохой прозрачностью для собственного излучения, эффективность регистрации тепловых нейтронов у таких детекторов достаточно высокая — около 5%, а при использовании сцинтиллятора с конструкцией в виде полого цилиндра, внутренняя поверхность которого покрыта слоем светосостава, эффективность составляет около 30% для бора с естественной смесью изотопов [28]. Вместо бора может использоваться литий, в виде кристалла Li J (Eu) или Li J (Ti) . Кристалл, содержащий природную смесь изотопов лития, имеет эффективность регистрации ~90% для тепловых нейтронов и 3,5% для нейтронов с энергией 1 кэв, при толщине кристалла около 5 см.

К сожалению, изготовление и хранение кристаллов LiJ связано с большими трудностями из-за их высокой гигроскопичности. Эти кристаллы также чувствительны к γ -излучению. Кроме того, иод,

входящий в состав кристалла, в потоке тепловых нейтронов может активироваться. При этом образуется изотоп J^{127} с периодом полураспада 25 мин и максимальной энергией β -частиц ~2 Мэв.

В некоторых случаях вместо $\text{B}_2\text{O}_3 + \text{ZnS (Ag)}$ можно использовать смесь $\text{Li}^6\text{F} + \text{ZnS (Ag)}$, что приводит к увеличению эффективности детекторов [29].

Для регистрации тепловых нейтронов наиболее перспективным является использование сцинтилляционных стекол, содержащих литий и особенно Li^6 . Такие детекторы позволяют получить эффективность регистрации около 10% [30].

Широкое применение для регистрации быстрых нейтронов нашли смеси ZnS (Ag) с водородсодержащими веществами (например, парафином, полиэтиленом, пластмассой и пр.). При этом вторичные электроны, обусловленные γ -излучением, теряют только незначительную часть своей энергии в фосфоре, что приводит к уменьшению чувствительности к γ -лучам. Эффективность таких детекторов около 1% для нейтронов PoBe (α, n)-источника.

Для регистрации нейтронов можно также использовать смеси ZnS (Ag) с делящимся веществом. Подобные детекторы представляют значительный интерес для нейтронной дозиметрии, так как могут обеспечить постоянную эффективность для нейтронов разной энергии.

Например, используя U^{238} , можно получить сравнительно постоянную эффективность регистрации быстрых нейтронов в диапазоне энергий нейтронов 2÷5,5 Мэв, так как сечение деления U^{238} в указанном диапазоне постоянно с точностью до нескольких процентов (см. рис. 33). Экспериментальное исследование эффективности сцинтиллятора, состоящего из смеси ZnS (Ag) с $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ при оптимальном соотношении смеси 6 : 1, в диапазоне энергий нейтронов от 2 до 3,6 Мэв, выполнено в работе [31]. При этом эффективность регистрации нейтронов в указанном диапазоне оказалась постоянной и составляла $(3,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}\%$.

Существенно, что эффективность таких детекторов для γ -излучения Co^{60} в 10^5 раз меньше по сравнению с эффективностью для нейтронов.

Все детекторы, содержащие ZnS , не позволяют добиться большой эффективности регистрации нейтронов. Это связано с тем, что они имеют плохую прозрачность для собственного излучения. Характеристики некоторых сцинтилляционных детекторов, приготовленных на основе ZnS (Ag) , приводятся в работе [26].

Можно увеличить эффективность регистрации, применяя различные органические сцинтилляторы (например, антрацен и др.), свойства которых достаточно подробно рассмотрены в работах [5, 8]. Однако недостатком таких детекторов является большая чувствительность к γ -излучению.

Проведенные в последние годы работы по исследованию формы сцинтилляционного импульса, возникающего под действием нейтронов (случай протонного возбуждения сцинтиллятора) и γ -квантов

(электронное возбуждение), показали, что для некоторых органических сцинтилляторов импульс в основном состоит из двух компонентов, связанных со временем высвечивания — быстрого и медленного, при этом относительная интенсивность медленного компонента зависит от типа возбуждающей частицы [32].

Отношение интенсивностей медленных компонентов при одинаковой амплитуде импульсов от протона и электрона составляет около 2. Используя это обстоятельство, оказалось возможным разделить импульсы от протонов и электронов и создать высокоэффективный детектор быстрых нейтронов [33—35]. Наиболее широко используются для этих целей кристаллы стиблена. У некоторых сцинтилляторов (например, толана) эффекта разделения не наблюдается. При применении кристалла стиблена диаметром 30 мм и высотой 30 мм можно получить эффективность для нейтронов PoBe (α, n)-источника около 10%.

Существует много различных методов и практических схем, позволяющих разделять импульсы от нейтронов и γ -излучения. Из них наиболее интересным является метод с использованием фотоумножителя в режиме насыщения. В этом методе различие во временах высвечивания преобразуется в различие по амплитудам импульсов напряжения, снимаемых с нагрузки в последних диодах фотоумножителя. Такой детектор регистрирует быстрые нейтроны с энергией более 1 Мэв. Эффективность регистрации нейтронов составляет около 10%, γ -излучения — около 0,01% [36]. К недостаткам детектора следует отнести сложность измерений в нейтронных полях с плотностью более $10^6 \text{ н/сек}\cdot\text{см}^2$ и с интенсивным γ -фоном.

Необходимо отметить, что методы разделения, использующие различие во временах высвечивания, с преобразованием длительности в амплитуду, позволяют в настоящее время получить самую высокую эффективность регистрации быстрых нейтронов и поэтому представляют большой интерес для нейтронной дозиметрии с точки зрения разработки высокоэффективной измерительной аппаратуры.

Активационный метод регистрации нейтронов

Некоторые элементы имеют большое сечение активации, особенно для тепловых нейтронов, что позволяет использовать их для измерения нейтронных потоков, определив наведенную активность в соответствующем детекторе. Часто для этой цели используются фольги. Незначительные размеры таких детекторов (как правило, площадь фольги не превышает $3\text{--}5 \text{ см}^2$) позволяют определить величину нейтронного потока почти в заданной точке. Другим важным преимуществом метода является полная нечувствительность к γ -излучению (по крайней мере, для γ -квантов с энергией менее $6\text{--}8 \text{ Мэв}$).

Основные характеристики изотопов, используемых в методе активации для измерения потоков тепловых нейтронов, приведены в табл. 18.

Таблица 18

Характеристики изотопов, используемых для измерения нейтронных потоков активационным методом [37]

Изотоп	Распространенность изотопа, %	Сечение активации σ , барн	Период полураспада	Первые резонансы, эв
Mn^{55}	100	$13,16 \pm 0,11$	2,576 ч	340
Au^{197}	100	$98,8 \pm 0,3$	2,695 суток	4,9
Jn^{115}	95,8	155 ± 10	54,3 мин	1,46
Ag^{107}	51,35	45 ± 4	2,3 »	—
J^{127}	100	$5,6 \pm 0,3$	25 »	21

Для измерения потоков быстрых нейтронов можно использовать также пороговые активационные детекторы. При этом для измерения потоков в диапазоне энергии нейтронов $1\text{--}3 \text{ Мэв}$ часто используется реакция (n, p), а в диапазоне $10\text{--}20 \text{ Мэв}$ — реакция ($n, 2n$) (табл. 19). К пороговым детекторам относятся также реакции типа (n, p), (n, f), (n, α) и пр. Из них чаще всего используется деление ядер (табл. 20).

Таблица 19

Характеристики некоторых пороговых детекторов [38, 39]

Реакция	Порог, Мэв	Период полураспада	Вещество детектора
$\text{Zn}^{115} (n, n')$	0,45	4,5 ч	Zn
$\text{Ba}^{137} (n, n')$	0,6	2,6 мин	Ba
$\text{Ti}^{49} (n, p)$	1,1	57 »	Ti
$\text{S}^{32} (n, p)$	1,7	14,5 суток	Плавная сера
$\text{P}^{31} (n, p)$	1,8	2,62 ч	$(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$
$\text{Al}^{27} (n, p)$	2,6	10 мин	Al
$\text{Cr}^{52} (n, p)$	2,8	3,9 »	Cr_2O_3
$\text{Si}^{28} (n, p)$	4,4	2,27 »	Si
$\text{Fe}^{56} (n, p)$	5,0	2,6 ч	Fe
$\text{Mg}^{24} (n, p)$	6,3	15,06 »	Mg
$\text{Al}^{27} (n, \alpha)$	6,5	15,06 »	Al
$\text{Sb}^{121} (n, 2n)$	9,3	16 мин	Sb
$\text{Pr}^{141} (n, 2n)$	9,4	3,5 »	Pr_6O_{11}
$\text{J}^{127} (n, 2n)$	9,5	13,3 суток	NH_4S , кристалл NaJ
$\text{Ag}^{107} (n, 2n)$	9,6	24,5 мин	Ag
$\text{As}^{75} (n, 2n)$	10,3	16 суток	As_2O_3
$\text{F}^{19} (n, 2n)$	10,4	1,87 ч	LiF, CaF
$\text{N}^{14} (n, 2n)$	10,6	10,91 мин	NH_3
$\text{Cu}^{63} (n, 2n)$	11,4	10 »	Cu
$\text{Ni}^{58} (n, 2n)$	11,7	36 ч	Ni
$\text{P}^{31} (n, 2n)$	12,3	2,6 мин	$(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$
$\text{Cr}^{50} (n, 2n)$	13,4	42 »	Cr_2O_3
$\text{O}^{16} (n, 2n)$	16,5	2,1 »	H_2O
$\text{C}^{12} (n, 2n)$	20,3	20,5 »	C, кристалл антрацена

Если подобрать изотопы с соответствующими энергетическими порогами, то для решения ряда практических задач, когда не требуется особо высокой точности и когда плотность измеряемого потока достаточно велика, возможно количественно оценить спектральный состав нейтронного потока. Такая задача обычно возникает при контроле эффективности защиты ядерных установок. Для этих целей можно использовать набор пороговых детекторов Np^{237} , U^{238} , S^{32} , Pu^{239} в сочетании с борными экранами различной толщины [40].

Такие детекторы представляют большой практический интерес для нейтронной дозиметрии, так как позволяют оценить спектр нейтронов в следующих диапазонах: $1 \text{ кэв} - 0,75 \text{ Мэв}$ (Pu^{239}); $0,75 - 1,5 \text{ Мэв}$ (Np^{237}), $1,5 - 2,5 \text{ Мэв}$ (U^{238}) и свыше $2,5 \text{ Мэв}$ (S^{32}).

При этом определяется величина потока нейтронов с энергией выше данного порога. После учета необходимых поправок (в основном, на различную эффективность используемых детекторов) можно построить гистограмму, характеризующую спектральное распределение нейтронов.

Таблица 20
Характеристики некоторых делящихся изотопов [41, 42]

Изотоп	Период полураспада в годах	Экстраполированный порог деления, Мэв	Сечения деления при 3 Мэв, барн
U^{233}	$1,6 \cdot 10^5$	—	1,9
U^{234}	$2,5 \cdot 10^5$	0,26	1,5
Np^{237}	$2,2 \cdot 10^6$	0,32	1,5
Pa^{231}	$3,4 \cdot 10^4$	0,42	1,1
U^{236}	$2,4 \cdot 10^7$	0,70	0,85
U^{238}	$4,5 \cdot 10^9$	1,25	0,55
Th^{232}	$1,4 \cdot 10^{10}$	1,25	0,14
Pu^{239}	$2,4 \cdot 10^4$	—	2,0
U^{235}	$7,1 \cdot 10^8$	—	1,3

Для регистрации быстрых нейтронов с энергией более $20,3 \text{ Мэв}$ часто используется реакция $(n, 2n)$. В результате взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами атомов углерода в сцинтилляторе (например, антрацене) в реакции $\text{C}^{12}(n, 2n)\text{C}^{11}$ образуется ядро, испускающее при распаде позитроны, которые и регистрируются самим сцинтиллятором. Преимуществом этой реакции является постоянное сечение в широком диапазоне энергии (от 40 до 400 Мэв). Реакция $\text{C}^{12}(n, 2n)\text{C}^{11}$ используется в радиометре сверхбыстрых нейтронов [43].

Для регистрации нейтронных потоков может применяться также фотографический метод. В этом случае, регистрация быстрых нейтронов основана на использовании процесса рассеяния нейтронов на протонах в фотопластинке, пропитанной водородсодержащим веществом. Потоки тепловых нейтронов могут регистрироваться эмульсиями, пропитанными бором или литием.

ДЕТЕКТОРЫ С ПОСТОЯННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ РАЗНОЙ ЭНЕРГИИ

Из всех детекторов с постоянной эффективностью регистрации нейтронов разной энергии наиболее часто используется так называемый всеволновой счетчик нейтронов [44]. В иностранной литературе его часто называют «длинным» счетчиком. Конструкция счетчика приведена на рис. 35.

Всеголовный счетчик состоит из цилиндрического парафинового блока диаметром 20 см и длиной около 27 см, по оси которого распо-

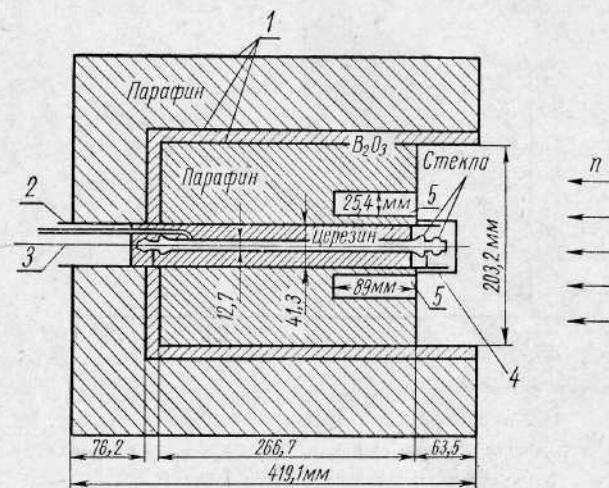


Рис. 35. Всеволновой счетчик:

1 — корпус; 2 — борный счетчик; 3 — нить счетчика; 4 — кадмиевый колпачок; 5 — отверстия.

ложен пропорциональный борный счетчик 2. Для уменьшения чувствительности всеволнового счетчика к рассеянным нейтронам в конструкции предусмотрен экран, состоящий из слоя $\text{В}_2\text{О}_3$ (иногда используют $\text{В}_4\text{С}$ или кадмий) и защитного слоя парафина. По-видимому, эффективнее использовать борную защиту, так как поперечное сечение захвата у бора следует закону $1/v$ в широкой области энергий, в то время, как кадмий захватывает в основном нейтроны с энергией $< 0,4 \text{ эв}$. Вся система расположена в корпусе 1. Чтобы экранировать борный счетчик от прямого пучка тепловых нейтронов, на него надевается кадмиевый колпачок 4.

Принцип работы всеволнового счетчика заключается в следующем: поток нейтронов падает на переднюю поверхность счетчика. При этом быстрые нейтроны, замедляясь на ядрах водорода в парафине, достигают тепловых энергий, после чего часть из них в процессе диффузии поглощается в газе борного счетчика.

Нейтроны с энергией $\sim 10 - 100 \text{ кэв}$ имеют малую длину свободного пробега по отношению к рассеянию, которая сравнима с длиной

диффузии. Поэтому первые акты столкновения нейтронов происходят у поверхности парафинового блока, и может произойти обратное рассеяние нейтронов. Действительно, коэффициент отражения (альбедо) для тепловых нейтронов в случае полубесконечной поверхности равен около 0,7, т. е. почти 70% тепловых нейтронов отражается. Для уменьшения этого эффекта в передней части парафинового блока сделано несколько отверстий 5. С увеличением энергии нейтронов увеличивается соответственно и длина свободного пробега нейтрона в парафине, поэтому можно считать, что основная область, в которой быстрые нейтроны становятся тепловыми и затем регистрируются

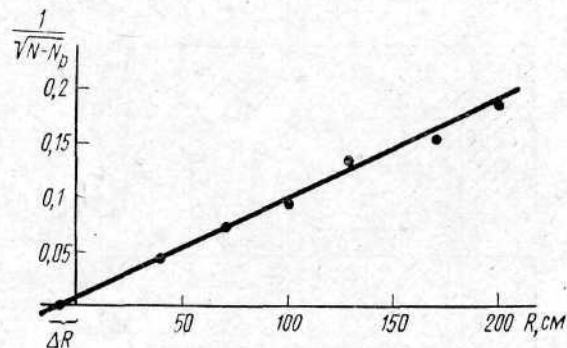


Рис. 36. К определению положения эффективного центра всеволнового счетчика.

N — число отсчетов счетчика, имп/сек; N_p — поправка на рассеянное излучение, имп/сек.

борным счетчиком, находится в глубине всеволнового счетчика. С другой стороны, быстрые нейтроны с большей вероятностью могут в процессе рассеяния покинуть счетчик через боковую поверхность. При соответствующем выборе геометрии замедлителя оказалось возможным получить детектор, чувствительность которого сравнительно постоянна в широкой области энергий нейтронов от 0,01 до 3 Мэв.

В случае использования всеволнового счетчика для измерений плотности потока быстрых нейтронов необходимо точно знать эффективное расстояние между источником и детектором.

Исследование числа отсчетов N всеволнового счетчика при изменении расстояния R между источником нейтронов и передней поверхностью счетчика показало, что на больших расстояниях (более 50 см) хорошо соблюдается зависимость $\frac{1}{R^2}$ (рис. 36).

Как видно из рис. 36, зависимость $\frac{1}{R^2}$ выполняется, если расстояние отсчитывается не от передней поверхности, а от эффективного центра. Последний определяется как точка пересечения прямой с осью абсцисс и находится в глубине парафинового блока.

Как показал опыт [45], положение эффективного центра всеволнового счетчика зависит от энергии нейтронов, причем поправка на эффективный центр ΔR увеличивается с энергией (рис. 37), как и следовало ожидать из приведенной выше качественной картины работы счетчика.

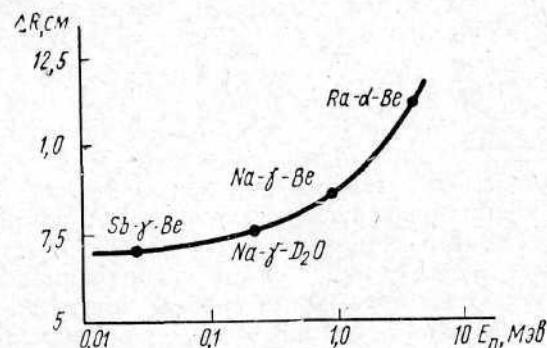


Рис. 37. Изменение положения эффективного центра ΔR счетчика в зависимости от энергии нейтронов.

При определении поправки на эффективный центр необходимо учитывать фон N_p , обусловленный рассеянием нейтронов на стенах, в воздухе и т. д. Эффект рассеянных нейтронов определяется обычным

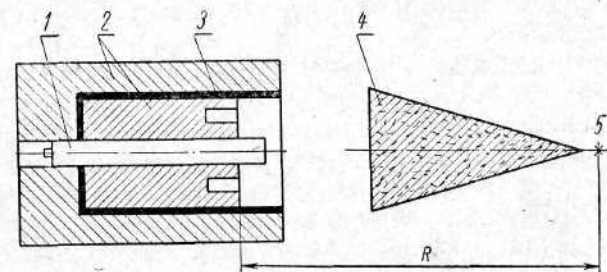


Рис. 38. Геометрия опыта для определения фона рассеянных нейтронов:

1 — борный счетчик; 2 — парафин; 3 — B_2O_3 ; 4 — защитный конус; 5 — источник.

приемом с использованием защитного конуса из парафина с B_2O_3 (рис. 38), который располагается между источником 5 и передней поверхностью счетчика.

Длина конуса определяется максимальной энергией нейтронов источника. При геометрии, изображенной на рис. 38, число отсчетов всеволнового счетчика обусловлено в основном рассеянными нейтронами, попадающими в счетчик через переднюю и боковую поверхности.

Для уменьшения эффекта рассеяния нейтронов рекомендуется источник нейтронов и счетчик располагать в центре измерительного

помещения вдали от рассеивающих предметов. Даже при удалении источника и счетчика от стен и пола на расстояние 175 см удается уменьшить фон рассеянных нейтронов только до 8—9% при измерениях с RaBe (α, n)-источником. При этом счетчик находился на расстоянии около 80 см от источника.

Как показали исследования [46, 47], поправку, обусловленную рассеянием нейтронов на стенах N'_p , можно представить как

$$N'_p \sim \alpha \frac{R^2}{l^2}, \quad (78)$$

где R — расстояние от источника до детектора;

l — расстояние от источника до стен;

α — постоянная, зависящая от конкретных условий опыта.

Выражение (78) справедливо для случая $R \ll l$.

В некоторых случаях, например, в специально оборудованном помещении со слабо рассеивающими стенами может оказаться более существенным вклад от нейтронного излучения, рассеянного воздухом. В случае точечного источника фон, обусловленный рассеянием нейтронов в воздухе [48], в первом приближении определяется величиной

$$N''_p \sim \frac{3R}{\lambda}, \quad (79)$$

где λ — средняя длина свободного пробега нейтронов в воздухе, которая в зависимости от энергии нейтронов равна от 20 до 200 м.

На практике при измерении с защитным конусом мы определяем суммарный эффект, т. е. $N''_p + N'_p = N_p$.

Вопросы, связанные с учетом рассеянного излучения при градуировке дозиметрической аппаратуры, рассматриваются в гл. VI.

Для числа отсчетов всеволнового счетчика, находящегося на расстоянии R от точечного источника нейтронов, испускающего N_0 нейтронов в секунду, можно написать следующее выражение:

$$N = N_p(E) + \frac{N_0 \eta(E) \cdot S}{4\pi(R + \Delta R)^2}, \quad (80)$$

где N — число отсчетов всеволнового счетчика в имп/сек ;

$N_p(E)$ — фон, обусловленный рассеянием нейтронов на окружающих предметах, стенах, воздухе и т. д., в имп/сек ;

S — передняя поверхность счетчика, равная примерно 330 см^2 ;

ΔR — поправка на эффективный центр счетчика, зависимость которой от энергии приводится на рис. 37;

$\eta(E)$ — эффективность всеволнового счетчика для нейтронов данной энергии.

Величина N_p сложным образом зависит от энергии нейтронов, причем эта зависимость меняется с изменением геометрических условий опыта [см. формулы (78) и (79)].

На основании формулы (80) можно записать

$$\eta(E) = \frac{4\pi}{S} \cdot \frac{N - N_p(E)}{N_0} \cdot [R + \Delta R(E)]^2. \quad (81)$$

Зависимость эффективности всеволнового счетчика от энергии нейтронов исследовалась во многих работах [44, 45, 49—56] и представляет большой практический интерес.

При этом используемые конструкции всеволновых счетчиков несколько отличаются в небольших деталях. Эти различия связаны в основном или с диаметром и давлением газа у используемого борного счетчика, или с размерами кадмиевого экрана.

Несмотря на эти различия результаты градуировок, выполненные в разных лабораториях, в основном совпадают.

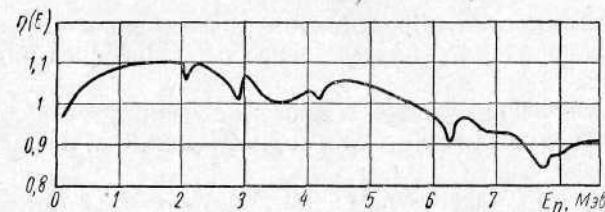


Рис. 39. Зависимость относительной эффективности всеволнового счетчика от энергии нейтронов.

На рис. 39 приводится зависимость эффективности всеволнового счетчика $\eta(E)$ от энергии нейтронов [57].

Как видно из рисунка, на кривой имеются небольшие пики, что обусловлено резонансным рассеянием быстрых нейтронов на угле, входящем в состав парафина.

Относительная эффективность всеволнового счетчика в области малой энергии уменьшается на 10% при $E_n = 25 \text{ кэв}$ и затем спадает на 15—25% для тепловых нейтронов. Для нейтронов с энергией 14 Мэв эффективность также спадает на 15%.

Ход кривой эффективности зависит от относительного расположения рабочей части борного счетчика [49, 53, 54]. При этом, выдвигая борный счетчик из замедлителя, можно получить небольшой подъем кривой в области малых энергий, и, наоборот, вдвигая его в глубь парафинового блока, можно добиться одинаковой эффективности как для нейтронов RaBe (α, n)-источника, так и для нейтронов с энергией 14 Мэв.

Градуировку всеволнового счетчика лучше всего производить при помощи источников моноэнергетических нейтронов. При отсутствии ускорителя, на котором можно получить такие нейтроны, градуировка может выполняться при помощи радиоактивных источников следующих типов: SbBe (γ, n) ($E_n = 0,025 \text{ Мэв}$); NaD_2O (γ, n) ($0,22 \text{ Мэв}$); RaBe (γ, n) ($\sim 0,3 \text{ Мэв}$); NaBe (γ, n) ($0,8 \text{ Мэв}$); PoBe (α, n) ($\sim 2,9 \text{ Мэв}$); RaBe (α, n) ($\sim 3,6 \text{ Мэв}$); PuBe (α, n) ($\sim 4,2 \text{ Мэв}$).

Так как всеволновой счетчик измеряет поток нейтронов, то в процессе градуировки всеволнового счетчика с использованием радиоактивных источников следует обязательно контролировать сферическую симметрию их нейтронного излучения.

На основании теоретических расчетов и результатов работ [53, 55, 56] можно рекомендовать оптимальные размеры всеволнового счетчика.

1. Для получения наилучшего постоянства кривой эффективности всеволнового счетчика в области энергий нейтронов от 0,025 кэв до 8 Мэв необходимо, чтобы начало рабочего объема борного счетчика совпадало с передней поверхностью парафинового блока.

2. Глубину отверстий в передней поверхности парафинового блока следует увеличить до 15 см, вместо обычно используемой 9 см.

3. Для увеличения эффективности регистрации быстрых нейтронов длину центрального парафинового блока необходимо увеличить до 35 см.

Некоторые теоретические вопросы, связанные с выбором оптимальной геометрии замедлителя и борного счетчика, рассматриваются в работе [55].

Учитывая все сказанное, можно добиться постоянной эффективности всеволнового счетчика в диапазоне энергий от 0,025 до 5 Мэв с погрешностью $\pm 8\%$.

В качестве детектора с постоянной эффективностью может также служить пропорциональный счетчик, наполненный водородсодержащим газом, стенки которого покрыты водородсодержащим материалом. Подбирая соответствующим образом уровень дискриминации усилителя, толщину покрытия и давление газа в счетчике, можно получить сравнительно постоянную чувствительность в ограниченном диапазоне энергий нейтронов. При этом в области относительно малой энергии нейтронов чувствительность такого счетчика определяется в основном величиной пробега протонов отдачи в газе счетчика. С увеличением энергии нейтронов пробеги протонов отдачи будут уже превышать размеры счетчика, поэтому в таком случае чувствительность обуславливается в основном протонами отдачи, выбиваемыми из стенок счетчика.

Другим возможным детектором такого рода является камера деления с U^{235} или Pu^{239} , о которых упоминалось выше.

При измерении потоков быстрых нейтронов такими детекторами последние необходимо окружать слоем кадмия, толщиной в 1 мм, что позволит исключить возможные погрешности, связанные с большой чувствительностью этих детекторов к тепловым нейтронам.

К детекторам с постоянной эффективностью следует отнести также бак с раствором $MnSO_4$ в воде, который поглощает все нейтроны, если размеры бака достаточно велики (диаметр и высота равны 1 м).

Более постоянную эффективность по сравнению с всеволновым счетчиком, с погрешностью $\pm 2\%$ для нейтронов в диапазоне энергии

от 30 кэв до 5 Мэв, можно получить, используя большую графитовую призму [58].

Следует отметить, что в двух последних примерах наибольшая эффективность регистрации нейтронов получается, когда источник расположен в центре замедлителя. Поэтому бак с раствором $MnSO_4$ и графитовая призма обычно используются при абсолютных измерениях выхода нейтронов.

В начале этой главы мы рассмотрели методы регистрации нейтронов и аппаратуру, которая применяется или может применяться в нейтронных радиометрах. Для градуировки таких приборов желательно иметь источники, отградуированные в единицах плотности нейтронного потока на расстоянии 1 м от источника в определенной геометрии.

В связи с этим рассмотрим кратко основные абсолютные методы измерения нейтронных потоков.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Абсолютные измерения плотности потока тепловых нейтронов основаны на регистрации числа актов взаимодействия нейтронов с ядрами атомов, для которых хорошо известны эффективные сечения [59].

В общем случае для тепловых нейтронов скорость реакции A можно записать в виде:

$$A = N \int_0^{\infty} v \sigma(v) n(v) dv, \quad (82)$$

$$\int_0^{\infty} n(v) dv = n, \quad (83)$$

где N — число активируемых ядер в мишени;

v — скорость нейтронов;

n — число нейтронов в 1 см³;

$n(v)$ — распределение по скоростям тепловых нейтронов.

Однако во многих практических случаях можно считать, что сечение реакции в тепловой области изменяется с энергией нейтронов как

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v_0}{v}, \quad (84)$$

где σ_0 — сечение реакции для тепловых нейтронов (v_0 — 2200 м/сек).

Тогда

$$A = N \cdot n v_0 \sigma \quad (85)$$

или, согласно (7),

$$A = N \cdot J \cdot \sigma_0. \quad (86)$$

При этом предполагается, что распределение тепловых нейтронов по скоростям описывается максвелловским законом распределения.

Следует помнить, что на самом деле величина νv_0 не равна среднему потоку при максвелловском распределении, т. е.

$$\bar{\nu v} = \int_0^\infty n(v) \cdot v \cdot dv = 1,128 \nu v_0, \quad (87)$$

где νv_0 — некоторый эффективный поток.

Однако эффективное сечение у используемых ядер атомов не точно следует зависимости $1/v$. Соответствующие поправки можно найти в работе [37].

Для абсолютных измерений плотности потока тепловых нейтронов наиболее часто используется метод активации фольг.

В этом случае выражение (86) можно записать в виде:

$$A = N \cdot J \cdot \sigma_{\text{акт}} = J \cdot \varrho \cdot x \cdot \sigma_{\text{акт}}, \quad (88)$$

где x — толщина фольги, мг/см^2 ;
 ϱ — плотность фольги, г/см^3 ;
 N — число ядер мишени;
 $\sigma_{\text{акт}}$ — сечение активации.

Для получения активности, соответствующей насыщению, фольгу необходимо облучать в потоке тепловых нейтронов в течение времени около 5—6 периодов полураспада образующихся радиоактивных ядер атомов. Наиболее точное значение величины наведенной активности A можно определить путем абсолютных измерений с помощью $4\pi\beta$ -счетчиков, β -счетчиков с ограниченным телесным углом или методом $4\pi\beta$, γ -совпадений [39, 60—62]. Для распространенного случая измерения активности β -счетчиком с известной эффективностью регистрации ε можно записать

$$A = \frac{C_0}{\varepsilon}, \quad (89)$$

где C_0 — активность фольги, соответствующая насыщению.

Если фольга облучалась меньше, чем 5—6 периодов полураспада $T_{1/2}$, как это часто бывает в практических случаях, то наведенная активность фольги при насыщении может быть рассчитана по следующей формуле:

$$C = C_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (90)$$

где C_0 — активность фольги, соответствующая длительности ее облучения — t ;

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}. \quad (91)$$

Учитывая распад ядер в облученной фольге за время измерений (начало — t_2 , конец — t_1), можно формулу (90) записать в виде:

$$C_0 = \frac{C}{\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \left(e^{-\frac{t_1}{\tau}} - e^{-\frac{t_2}{\tau}} \right)}, \quad (92)$$

где C — среднее значение числа импульсов, измеренное за промежуток времени $t_2 - t_1$.

При абсолютных измерениях необходимо учитывать поправки, которые зависят как от свойств используемого элемента, так и от размеров используемой фольги.

1. Возмущение плотности потока тепловых нейтронов, вызываемое присутствием фольги в нейтронном поле.

Эту поправку f_1 [63] можно оценить по формуле:

$$f_1 = 1 + \frac{\alpha}{2} \left[\frac{3rL}{2\lambda_{\text{пер}}(r+L)} - 1 \right] \quad \text{при } r \gg \lambda_{\text{пер}} \quad (93)$$

$$f_1 = 1 + \frac{0,34 \cdot \alpha \cdot r}{\lambda_{\text{пер}}} \quad \text{при } r \ll \lambda_{\text{пер}}$$

где L — длина диффузии;

$\lambda_{\text{пер}}$ — длина переноса;

α — коэффициент, учитывающий поглощение тепловых нейтронов в фольге с радиусом r .

$$\alpha = 1 - e^{-t} (1 - t) + t^2 e^{-t},$$

$$t = \frac{\varrho d \bar{\sigma} N_0}{M},$$

где ϱd — толщина фольги, г/см^2 ;

M — атомный вес;

N_0 — число Авогадро;

$\bar{\sigma}$ — сечение поглощения.

2. Поправка, учитывающая активность, наведенную промежуточными нейтронами. Она определяется по методу кадмиевой разности. При этом производятся два измерения: с кадмием и без него.

Обычно используется слой кадмия, толщиной 0,5 мм, который поглощает практически все нейтроны с энергией ниже 0,4 эв (рис. 40). Результаты этих измерений позволяют оценить активность фольги, обусловленную только тепловыми нейтронами. Однако резонансные нейтроны также поглощаются в слое кадмия, причем эта поправка зависит от толщины слоя. В практических измерениях эта поправка определяется путем облучения данной фольги в исследуемом потоке при различной толщине кадмия, с последующей экстраполяцией полученных значений к нулевой толщине.

Для получения лучшей точности при активационных измерениях нейтронных потоков необходимо использовать достаточно тонкие фольги, чтобы уменьшить эффект самопоглощения β -частиц в фольге, который экспериментально определить весьма трудно.

Из всех элементов, применяемых в настоящее время для измерений плотностей потока тепловых нейтронов, наибольшую точность можно получить, используя золотые фольги — реакция $Au^{197}(n, \gamma) Au^{198}$.

При этом абсолютное значение активности Au^{198} , благодаря относительно простой схеме распада (рис. 41) можно точно ($<1\%$) измерить методом $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений [62]. Точность измерения плотности потока тепловых нейтронов в этом случае может составлять 1,0—1,5%.

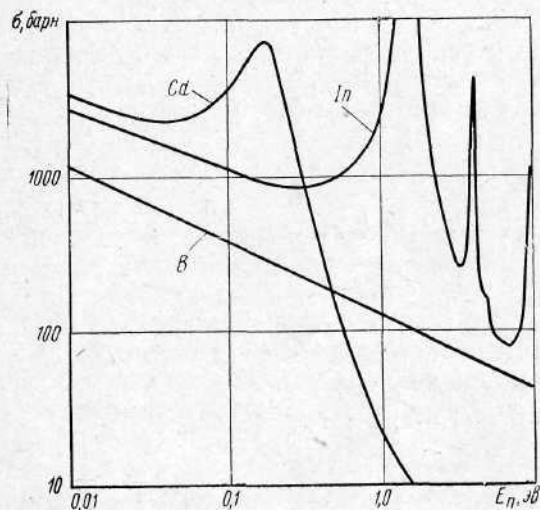


Рис. 40. Эффективные нейтронные сечения σ для Cd, B, In.

Следует отметить, что погрешность абсолютных измерений активационным методом определяется в основном погрешностью в поправке на возмущение измеряемого потока, а также погрешностями в определении активности фольги и сечения активации.

Кроме метода активации, плотность нейтронного потока можно измерить путем измерения числа расщеплений в известном количестве бора, помещенного в пропорциональный счетчик или в ионизационную камеру. Сечение реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ для тепловых нейтронов в настоящее время известно с погрешностью $\sim 0,5\%$ (755 ± 2 барн). Основная трудность в этом методе заключается в абсолютном счете α -частиц. Точность метода около 2%.

Следует указать еще на расчетный метод получения точного значения плотности нейтронного потока. Калиброванный радиоактивный источник нейтронов, например $RaBe(\alpha, n)$, помещается в замедлитель — чистый графит, для которого, при заданной геометрии, можно достаточно точно рассчитать поток тепловых нейтронов для любой точки замедлителя. Этот поток можно также измерить активационным методом [64].

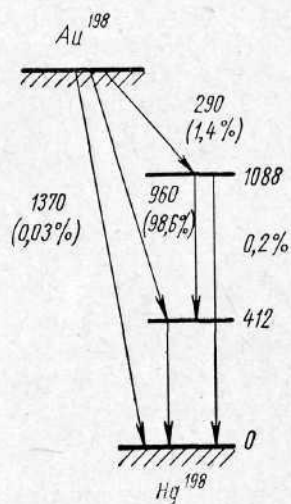


Рис. 41. Схема распада Au^{198} .

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

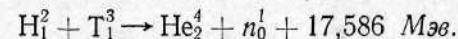
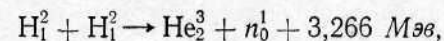
Задача измерения плотности потока промежуточных нейтронов является весьма сложной, так как чувствительность большинства детекторов в этом диапазоне (от 0,5 эв до 10 кэв) очень резко изменяется с энергией. Наиболее подходящим методом является использование реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ в сочетании со сцинтилляционным γ -счетчиком. При этом регистрируются γ -кванты с энергией $E_\gamma = 478$ кэв, сопровождающие переход ядра Li^7 из возбужденного состояния в основное. Для регистрации γ -квантов рекомендуется использовать кристалл NaJ, что позволяет непосредственно настроиться на линию 478 кэв [65]. Эффективность такой системы для нейтронов с энергией несколько кэв составляет около 3—10% и сравнительно постоянна. Недостатком детектора является большая чувствительность к внешнему γ -излучению. Подобный детектор можно использовать для измерения нейтронных доз в диапазоне энергий 0,5 эв — 5 кэв [66].

Помимо этого, для измерения моноэнергетических потоков промежуточных нейтронов можно использовать обычный BF_3 -пропорциональный счетчик, чувствительность которого с энергией изменяется по закону $1/v$. В этом случае счетчик необходимо градуировать в потоке тепловых нейтронов с известной энергией и плотностью.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Метод сопутствующих частиц

Прямой метод измерения потока быстрых нейтронов основан на том, что в некоторых ядерных реакциях, используемых для получения нейтронов, испускание каждого нейтрона сопровождается зарядженной частицей со сравнительно большой энергией [42]. Примером таких реакций являются:



В настоящее время метод определения потока быстрых нейтронов при помощи абсолютного счета числа сопутствующих α -частиц особенно часто используется применительно к реакции $T(d, n) He^4$.

Реакция имеет большое сечение ($\sim 5,1$ барн) при сравнительно небольших энергиях дейтонов $\sim 100\text{—}200$ кэв.

Угловое распределение продуктов реакции при энергии дейтонов меньше 150 кэв сферически симметрично в системе центра масс.

Для измерения нейтронного потока в этом методе необходимо измерить поток падающих частиц — дейтонов и толщину используемой мишени. Можно также измерить число α -частиц, связанных с испусканием нейтронов под некоторым фиксированным углом. Точное измерение потока дейтонов и, в случае использования газобразной мишени, давления газа представляет довольно сложную

задачу, вследствие чего на практике обычно предпочитают определять плотность потока α -частиц под определенным углом ν относительно направления ускоренных частиц. Величина этого угла зависит от угла вылета нейтрона в лабораторной системе координат φ следующим образом:

$$\sin \nu = \left(\frac{m_n \cdot E_n}{m_\alpha \cdot E_\alpha} \right)^{1/2} \cdot \sin \varphi, \quad (94)$$

где m_n , m_α — масса нейтрона и α -частицы соответственно;
 E_n — энергия нейтронов, испускаемых под углом φ ;
 E_α — энергия α -частицы.

$$E_\alpha = E_d + Q - E_n,$$

где E_d — кинетическая энергия дейтронов;
 Q — энергия ядерной реакции.

Для того, чтобы определить плотность потока нейтронов, испускаемых под любым углом φ , необходимо дополнительно располагать данными об угловой и энергетической зависимости дифференциального сечения реакции. В общем случае выход нейтронов N для этой реакции можно записать как

$$N = \frac{4\pi}{\Delta\Omega} \cdot N_\alpha, \quad (95)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, в котором регистрируются α -частицы;
 N_α — скорость счета α -частиц.

При этом необходимо ввести поправку на довольно сложную зависимость $\Delta\Omega$ от угла наблюдения в лабораторной системе координат. Погрешность измерения потока быстрых нейтронов таким методом может составлять менее $1 \div 2\%$ [67]. Наиболее важной частью измерительного устройства является α -счетчик. При постановке точных измерений по методу сопутствующих частиц (например, в случае реакции $T(d, n)He^4$) следует иметь в виду, что:

- а) необходимо использовать тонкие мишени с одинаковой толщиной покрытия;
 - б) материалы, из которых сделаны мишени и их крепления, должны по возможности меньше рассеивать нейтроны;
 - в) α -частицы должны регистрироваться со 100% эффективностью.
- В практических измерениях может наблюдаться сильное рассеяние как α -частиц, так и нейтронов, прежде чем они будут зарегистрированы. Этот эффект следует учитывать, так как в противном случае, например, α -частица может не попасть в заданный телесный угол, что приведет к дополнительной погрешности.

Другим примером использования методики сопутствующих частиц могут служить реакции фоторасщепления дейтерия и бериллия $D(\gamma, n)p$ и $Be^9(\gamma, n)2He^4$. В первом случае сопутствующие частицы — протоны могут быть достаточно точно измерены при помощи ионизационной камеры [68, 69]. Во втором случае хорошие результаты могут быть получены путем измерения объема гелия, который накапливается в источнике за длительный промежуток времени.

Однако образующиеся количества гелия весьма незначительны [3, 70]. Например, в источнике, испускающем 10^6 $n/сек$, за промежуток времени в 100 дней накапливается около $2 \cdot 10^{12}$ атомов гелия.

Метод, основанный на регистрации ядер отдачи

Принцип метода абсолютных измерений потоков быстрых нейтронов по протонам отдачи заключается в следующем. Если определить число ядер отдачи N_p , то, зная число атомов, содержащихся в газе (для счетчика с газовым наполнением) или в тонкой пленке N_H , плотность нейтронного потока можно определить как

$$J = \frac{N_p}{N_H \sigma}, \quad (96)$$

где σ — сечение рассеяния.

При этом точность измерения определяется в основном погрешностью, с которой известно сечение рассеяния нейтронов на водороде. Последнее можно измерить довольно точно в широком диапазоне энергий нейтронов с погрешностью около 1% по методу пропускания в хорошей геометрии [71]. Абсолютные измерения по этому методу могут быть осуществлены с использованием пропорциональных счетчиков, различного рода телескопических систем, фотопластинок, а также органических сцинтилляционных счетчиков.

В пропорциональных счетчиках обычно регистрируются протоны, испускаемые в определенном телесном угле.

Некоторые вопросы, связанные с конструированием подобных счетчиков и вычислением вклада различных эффектов, влияющих на величину импульсов ядер отдачи, можно найти в работе [72].

Для абсолютных измерений необходимо очень точно знать рабочий объем счетчика, который обычно искусственно ограничивается при помощи экранирующих трубок. Целесообразна также тщательная очистка счетчика перед наполнением (необходимо прокалывать и откачивать счетчик длительное время под высоким вакуумом и т. д.).

На рис. 42 приводятся экспериментальный и теоретический спектр протонов отдачи в пропорциональном счетчике для нейтронов с энергией около 2,2 Мэв. Пробег протонов отдачи в этом случае

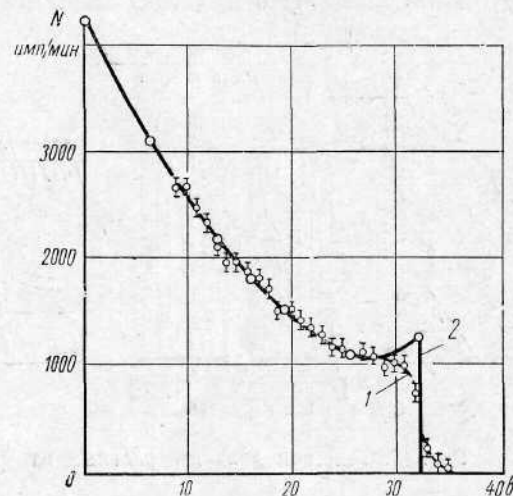


Рис. 42. Распределение амплитуд импульсов от протонов отдачи в пропорциональном счетчике: 1 — экспериментальный спектр протонов отдачи; 2 — теоретический спектр протонов отдачи.

составляет около 4,9 см при давлении метана 139 см рт. ст., что сравнимо с размерами чувствительного объема (диаметр счетчика равен 5 см).

Точность абсолютных измерений нейтронного потока при помощи такого счетчика составляет около 5% при энергии более 1,5 Мэв и 3% — в диапазоне от 100 кэв до 1,5 Мэв [73].

Иногда используются счетчики с твердым радиатором, и протоны отдачи регистрируются в определенном телесном угле, который выделяется при помощи системы диафрагм. В этом случае основные трудности связаны с необходимостью точного вычисления телесного

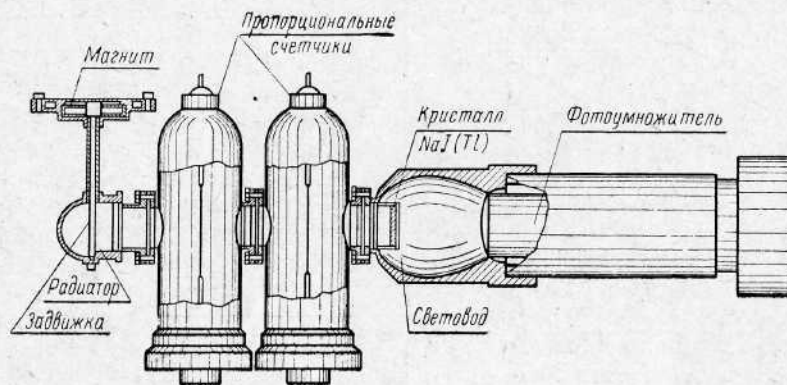


Рис. 43. Телескоп для спектральных измерений нейтронных потоков.

угла, при сравнительно большом размере источника протонов отдачи. Следует учесть, что при малой энергии возможно рассеяние протонов отдачи в газе счетчика и на диафрагмах, что также нежелательно.

Пропорциональные счетчики с твердым радиатором часто используются в сложных телескопических системах, подобных изображенной на рис. 43. Телескоп состоит из водородсодержащего радиатора, с точно известным содержанием атомов водорода, двух пропорциональных счетчиков и сцинтилляционного счетчика (с кристаллом NaJ), включенных на совпадения. При этом регистрируются протоны отдачи только в малом телесном угле φ_p . Протоны отдачи при прохождении через два пропорциональных счетчика теряют небольшую энергию и создают в них импульсы. Большая же часть энергии теряется в кристалле NaJ сцинтилляционного счетчика. Использование техники совпадений (в данном случае тройных) позволяет добиться надежной дискриминации импульсов, вызванных нейтронами, от фона. Эффективность регистрации нейтронов в таком телескопе можно точно рассчитать, зная состав радиатора, телесный угол и сечения рассеяния нейтронов. Если через N_p обозначим число протонов отдачи, излучаемых в единицу времени в малый телесный

угол Ω от тонкой пленки, содержащей в 1 см³ N_H ядер водорода, то плотность нейтронного потока J можно записать как

$$J = \frac{4\pi \cdot N_p}{N_H \cdot \sigma_H \cdot \Omega \cdot V}, \quad (97)$$

где σ_H — сечение рассеяния нейтронов на водороде для данной энергии нейтронов;

V — объем радиатора.

Данный метод можно использовать для определения спектра нейтронов на основании измеренного экспериментального спектра протонов отдачи, используя известное соотношение

$$E_p = E_n \cos^2 \varphi_p. \quad (97')$$

Таким телескопом можно измерять в основном направленные потоки быстрых нейтронов. Для получения наилучшего разрешения необходимо использовать тонкие слои радиатора и относительно малые телесные углы. Чтобы охватить более широкую энергетическую область, иногда используют сменные радиаторы с различной толщиной.

Точность измерений потока нейтронов с помощью такого телескопа составляет около 3%, причем основными источниками ошибок являются:

1. Погрешность в определении массы радиатора, особенно в случае тонких пленок, используемых для нейтронов с энергией < 3 Мэв.
2. Погрешность в определении содержания водорода (обычно при определении каким-либо химическим методом).
3. Погрешность, с которой может быть рассчитана геометрия системы.
4. Погрешность в определении дифференциального сечения (n, p) -рассеяния (1÷2% в зависимости от энергии нейтронов).
5. Погрешность поправки как на рассеяние нейтронов в детекторе, так и на рассеяние протонов отдачи.

Более подробно различные телескопические системы для измерения нейтронных потоков и энергетического спектра нейтронов рассматриваются в работах [3, 74].

Для измерения нейтронных потоков можно использовать фотографический метод. В этом случае регистрируется рассеяние нейтронов на протонах, входящих в состав самой эмульсии или внешнего радиатора (тонкая пленка водородсодержащего материала). Фотопластинка является детектором протонов отдачи. Существенно, что методика с внешним радиатором позволяет более точно определить телесный угол. После проявления фотопластинок подсчитывается число протонов отдачи, испущенных из единичного объема эмульсии в данный телесный угол. Как правило, используются малые телесные углы, так как направление движения протона отдачи в эмульсии зависит от доли энергии, переданной нейтроном, и определяется известным соотношением [см. формулу (97')].

Для вычисления потока нейтронов необходимо знать точную концентрацию атомов водорода в фотоэмульсии и сечение рассеяния. Основные трудности метода связаны с точным определением телесного угла и концентрации атомов водорода. Существенно, что последняя может изменяться в зависимости от влажности воздуха.

Метод фотопластинок наиболее часто используется для измерений энергетических спектров нейтронов, особенно при наличии интенсивного фона γ -излучения. При этом необходимо располагать дополнительными данными о зависимости пробега протонов отдачи в фотоэмульсии от их энергии.

Вообще говоря, при спектральных измерениях с регистрацией протонов отдачи (пропорциональные счетчики или фотопластинки) нижний предел измеряемой энергии ограничивается небольшой величиной пробегов протонов отдачи. Поэтому большинство нейтронных спектров, измеренных, как правило, методом фотопластинок или при помощи телескопических систем по протонам отдачи, имеет нижнюю границу около 1 Мэв. При использовании метода фотопластинок с внешним радиатором можно расширить эту границу до 0,3 Мэв. Для анализа нейтронного спектра в более низкой энергетической области целесообразнее использовать или гелиевый спектрометр [75], или счетчик на протонах отдачи с газообразным наполнением, подобный описанному в работе [76].

Не останавливаясь подробно на вопросах спектрометрии быстрых нейтронов, которые достаточно полно изложены в работах [42, 77], отметим, что спектры некоторых радиоактивных источников нейтронов, используемых как для эталонных работ, так и для градуировки дозиметрической аппаратуры, в настоящее время измерены с неудовлетворительной точностью (см. гл. I). Это особенно относится к RaBe (α, n)-источнику.

В заключение следует отметить, что для большинства практических случаев вполне достаточно производить относительные измерения нейтронных потоков путем сравнения неизвестного потока с точно измеренным образцовым потоком, используя любой из перечисленных выше методов.

Сравнения нейтронных потоков с одинаковым спектральным составом могут производиться с погрешностью меньше чем 1%. При сравнении же нейтронных потоков с различными спектрами следует оказывать предпочтение детекторам с постоянной эффективностью (типа всеволнового счетчика). Точность таких измерений определяется конкретными экспериментальными условиями и составляет 3—8% в зависимости от того, с какой точностью известны энергетические спектры сравниваемых потоков.

ГЛАВА V

ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ЕДИНИЦЫ НЕЙТРОННОЙ ДОЗИМЕТРИИ

Для достижения единства измерений в сравнительно новой области метрологии — нейтронной дозиметрии — необходимо в первую очередь дать четкое определение основных физических величин, выбрать единицы измерений и дать их точное определение. Новые единицы должны удовлетворять целому ряду условий и, в том числе, — их размер должен наиболее точно и просто воспроизводиться. Это общеизвестные метрологические требования [1, 2].

Опыт показывает, что в новых областях измерений, как правило, приходится вводить новые единицы, учитывающие специфику новых физических величин и процессов, с которыми приходится иметь дело.

В соответствии с Международной системой единиц СИ, для измерения дозы нейтронного излучения, под которой понимается поглощенная энергия нейтронного излучения (см. стр. 7), отнесенная к массе облучаемого вещества, в ГОСТ 8848—63 «Единицы радиоактивности и ионизирующих излучений», вводимого взамен ГОСТ 8848-58, в качестве **единицы дозы** устанавливается джоуль на килограмм. Значение дозы нейтронного излучения в джоулях на килограмм зависит как от физических характеристик нейтронного поля, так и от состава облучаемой ткани или любого другого вещества. Таким образом, доза нейтронного излучения не является однозначной физической характеристикой излучения, если при этом не указывается состав облучаемого вещества.

Широко применяется в настоящее время единица дозы излучения — рад.

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг},$$

или

$$1 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ рад}.$$

Для измерения мощности дозы нейтронного излучения, под которой подразумевается доза излучения, отнесенная к единице времени, стандарт устанавливает единицу ватт на килограмм (Вт/кг).

Соотношение между единицей вт/кг и единицей мощности дозы излучения рад/сек следующее:

$$1 \text{ вт/кг} = 100 \text{ рад/сек.}$$

В ГОСТ 8848—63 в качестве единицы для измерения интенсивности нейтронного излучения рекомендуется ватт на квадратный метр, связанный с применяемой в настоящее время единицей интенсивности излучения соотношением:

$$1 \text{ вт/м}^2 = 10^3 \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2.$$

Как известно, интенсивность любого ионизирующего излучения есть энергия излучения, падающего на поверхность элементарной сферы в единицу времени, отнесенная к единице площади поперечного сечения этой сферы.

Кроме того, новым стандартом введена единица плотности потока ионизирующих частиц или квантов, пригодная для измерения нейтронных потоков.

Плотность потока ионизирующих частиц или квантов есть число частиц или квантов, падающих в единицу времени на поверхность, которая расположена нормально к направлению их распространения, отнесенное к единице площади этой поверхности. В качестве единицы плотности потока частиц или квантов устанавливается одна частица или один квант в секунду на квадратный метр. При сокращенном обозначении единиц внешнего излучения или плотности потока ионизирующих частиц или квантов, слова «частица» или «квант» заменяются сокращенным обозначением (индексом) соответствующей частицы или кванта. В нашем случае сокращенное обозначение единицы плотности потока нейтронов будет $n/\text{сек} \cdot \text{м}^2$.

Для характеристики нейтронных полей и выхода нейтронного излучения различных излучателей нейтронов в противоположность дозе излучения должна применяться экспозиционная доза нейтронного излучения [3]. В качестве единицы экспозиционной нейтронной дозы, в соответствии с Международной системой СИ, можно рекомендовать единицу нед (нейтронная единица дозы), определив ее следующим образом: единица экспозиционной нейтронной дозы — нед — есть такая доза нейтронного излучения в тканеэквивалентном газе, при которой суммарный заряд ионов одного знака, созданных нейтронным излучением, отнесенный к единице массы тканеэквивалентного газа, равен 1 к.

Ранее было показано (см. гл. III), что относительная биологическая эффективность ионизирующего излучения, и в частности нейтронов, не является однозначной функцией, например, дозы излучения, а зависит от многих других факторов, часто не поддающихся строгой физической оценке. Однако в связи с тем, что ОБЭ-доза является полезной величиной для оценки радиационной защиты и что имеются предложения о градуировке шкал дозиметров в единицах бэр, необходимо более подробно остановиться на этом вопросе.

Сразу же отметим, что по смыслу определения термин бэр — не совсем удачный перевод термина Международной комиссии по радиологическим единицам и измерениям (МКРЕ) *rem*. Эта единица введена МКРЕ для описания биологических эффектов, вызываемых различными излучениями при воздействии их на человека. Ввиду того, что биологическое действие излучения непосредственно связано с дозой излучения, представляется более правильным ввести понятие о биологическом эквиваленте рада — бэрад (или сокращенно бэр). Биологический эквивалент рада — есть доза данного излучения, эквивалентная по своему биологическому действию дозе рентгеновских лучей в 1 рад.

Такая трактовка термина бэр является более правильной еще и потому, что нельзя говорить о биологическом эквиваленте рентгена в случае ионизирующего излучения, которое нельзя измерить в этих единицах. Измерение доз нейтронного излучения в рентгенах недопустимо, поэтому неправильно говорить о биологическом эквиваленте рентгена для этого излучения. Следует говорить о биологическом эквиваленте такой единицы, которая применима для измерений всех или хотя бы большинства видов ионизирующих излучений. Такой единицей является единица дозы излучения дж/кг или рад. Можно, конечно, оставить сокращенное обозначение этого термина как бэр, но трактовать его как биологический эквивалент рада (бэрад). Нетрудно представить случай, когда один вид излучения будет создавать определенный биологический эффект, в то время как другой вид излучения будет совершенно не эффективен для создания этой же реакции. В этом случае вообще невозможно говорить о биологических эффективностях этих излучений.

Как следует из [77], доза в бэрад (бэр) равна произведению дозы в радах на коэффициент относительной биологической эффективности ОБЭ рассматриваемого излучения для данного эффекта. Следовательно, единица бэрад не является строго физической единицей. В этом легко убедиться, если вспомнить определение коэффициента ОБЭ-излучения. ОБЭ какого-либо излучения есть отношение доз рентгеновского и рассматриваемого излучений, требуемых для получения одинаковых (эквивалентных) биологических эффектов (при одинаковых мощностях доз излучения). Трудно измерить, например, ухудшение самочувствия человека под влиянием определенных доз различных излучений в каких-либо физических единицах. Поэтому недопустимо градуировать шкалы измерительных приборов — нейтронных дозиметров в фактически биологических единицах — бэрад (бэрах). При современном развитии измерительной техники невозможно с помощью физических приборов учитывать биологическую эффективность излучений, которая изменяется в зависимости от вида излучаемого биологического воздействия и многих других факторов. В настоящее время можно надеяться на создание прибора для оценки радиационной защиты, показания которого были бы пропорциональны дозе излучения с учетом условно принятых и декретированных ОБЭ для данного

вида излучения независимо от того, какова на самом деле ОБЭ этого излучения для изучаемого вида воздействия.

При существующем состоянии нейтронной дозиметрии нам представляется наиболее целесообразным внедрение в практику нейтронных дозиметров, шкалы которых были бы отградуированы в единицах экспозиционной нейтронной дозы — недах. Из результатов измерений экспозиционных нейтронных доз в недах, произведенных с помощью ионизационной камеры, изготовленной из тканеэквивалентной пластмассы и наполненной тканеэквивалентным газом, можно подсчитать нейтронные дозы в интересующих местах облучаемой ткани в дж/кг . Таким образом, измерения экспозиционных нейтронных доз в недах будут являться основой для вычисления доз нейтронного излучения в дж/кг (радах), точно так же, как измерения экспозиционных доз рентгеновского и γ -излучения в рентгенах являются основой для вычисления доз этих излучений в радах.

Экспозиционной дозе нейтронного излучения в 1 нед соответствует поглощенная доза в тканеэквивалентном газе, равная ϵ джоулей на килограмм этого газа ($\epsilon \text{ дж/кг}$), где ϵ — работа ионизации, т. е. средняя энергия, затрачиваемая ионизирующими частицами на образование одной пары ионов в данном газе. В самом деле, для образования суммарного заряда в 1 к требуется создать N пар ионов:

$$N = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ пар ионов}, \quad (98)$$

где $1,6 \cdot 10^{-19}$ — элементарный заряд протона, в кулонах.

Тогда средняя энергия, поглощенная тканеэквивалентным газом, в расчете на 1 кг будет:

$$D = N\epsilon = \frac{\epsilon \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = \epsilon \text{ дж/кг}, \quad (99)$$

где $\epsilon \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ — работа ионизации в джоулях на пару ионов;

ϵ — численное значение энергии ионообразования, в электрон-вольтах на пару ионов, в тканеэквивалентном газе для протонов.

Если дозу излучения в модельной среде выражать, как это принято в настоящее время, в радах, тогда экспозиционной дозе нейтронов в 1 к/кг будет соответствовать доза излучения, равная

$$1 \text{ к/кг} \rightarrow \epsilon \text{ дж/кг} = \frac{\epsilon 10^7}{10^3} \text{ эрг/г} = 100\epsilon \text{ рад}. \quad (100)$$

Таким образом, хотя единица экспозиционной дозы излучения, равная 1 к на килограмм модельной среды, является большой и непривычной, однако от результата измерений экспозиционных доз в этих единицах очень прост переход к вычислению поглощенной дозы в джоулях на килограмм и радах.

Для удовлетворения практических запросов следует ввести также понятие о мощности экспозиционной дозы нейтронного излучения, определив ее как экспозиционную дозу в единицу времени. Анало-

гичное соотношение получается между единицей мощности экспозиционной дозы излучения и мощностью дозы излучения, а именно, мощности экспозиционной дозы в 1 а/кг будет соответствовать мощность дозы излучения в этой модельной среде в $\epsilon \text{ вт/кг}$ или 100 $\epsilon \text{ рад/сек}$:

$$1 \text{ а/кг} \rightarrow \epsilon \text{ вт/кг} = 100 \epsilon \text{ рад/сек}. \quad (100')$$

Предлагая единицу нед для измерения экспозиционных доз нейтронного излучения, мы учитываем, что на основании измерений экспозиционной дозы нейтронного излучения сравнительно легко вычислить дозу излучения в мягкой ткани достаточно малых размеров, но трудно определить дозу излучения в дж/кг или радах в мягкой ткани в каком-либо определенном месте организма человека.

Дозиметристам хорошо известно, что для изучения распределения экспозиционных доз излучения успешно применяются тканеэквивалентные фантомы при облучении их тем или иным потоком рентгеновского или гамма-излучения. Точно также и для определения доз нейтронного излучения в каком-либо месте живого организма необходимы измерения с тканеэквивалентными фантомами [4, 5, 6].

На основании измерений экспозиционных доз излучения в фантоме, при облучении его потоком быстрых нейтронов, можно рассчитать дозы излучений в интересующих нас местах организма человека. Очевидно, что экспозиционные дозы излучения в фантоме, при облучении его потоком быстрых нейтронов, следует измерять с помощью ионизационных камер, изготовленных из тканеэквивалентного материала и наполненных тканеэквивалентным газом, в единицах экспозиционной дозы нейтронного излучения — недах. Единица нед применима для измерений экспозиционных доз быстрых нейтронов с кинетической энергией от 1,0 до 20 Мэв, где основным процессом взаимодействия нейтронов с ядрами атомов тканеэквивалентного вещества являются упругие столкновения.

Рассмотрим кратко вопрос о возможности применения нед для измерения экспозиционных доз нейтронов других энергий. В случае тепловых нейтронов ионизация тканеэквивалентного газа будет обусловлена в основном протонами и γ -излучением, возникающими под действием нейтронов в реакциях $\text{H}^1(n, \gamma) \text{D}^2$ и $\text{N}^{14}(n, p) \text{C}^{14}$. Так как γ -кванты, возникающие в результате первой реакции, имеют достаточно большую среднюю длину свободного пробега в ткани, трудно достигнуть равновесия заряженных частиц. В этом случае расчет поглощенных нейтронных доз на основании результатов измерения экспозиционных нейтронных доз не точен (об этом более подробно сказано в следующем параграфе).

В случае наличия только переходного равновесия заряженных частиц, поглощенные нейтронные дозы, вычисленные на основании ионизационных измерений, будут занижены по сравнению с истинными.

Для нейтронов промежуточной энергии очень трудно установить связь между ионизацией тканеэквивалентного газа, создаваемой

этим нейтронами и поглощенной нейтронной дозой. Поэтому, если единицу нед можно применять для оценки поглощенных доз тепловых нейтронов на основании измерения экспозиционных доз этих нейтронов, то для промежуточных нейтронов эта единица неприменима.

В 1962 г. Международная комиссия по радиологическим единицам и измерениям (МКРЕ) и ИСО [7] рекомендовали новую физическую величину для характеристики действия косвенно ионизирующего излучения.* Этой величине присвоено наименование кэрма (Kerma) и сокращенное обозначение K . По смыслу определения термин кэрма можно расшифровать следующим образом: это отношение суммы кинетических энергий всех заряженных частиц (ΔE), первоначально созданных в некоторой массе среды (Δm) излучением, непосредственно не ионизирующим среду, к единице массы этой среды, т. е.

$$K = \frac{\Delta E}{\Delta m}. \quad (101)$$

Смысл значка Δ в этом уравнении следующий. При измерении кэрма масса Δm должна быть взята такой, чтобы, с одной стороны, занимаемый этой массой объем был малым настолько, что дальнейшее уменьшение его размеров не будет приводить к заметному изменению измеряемого значения кэрма; с другой стороны, объем должен быть еще достаточно большим, чтобы в нем происходило достаточное количество взаимодействий.

В качестве единицы для измерения этой новой физической величины предлагается 1 Дж/кг . Очевидно, что в качестве модельной среды для определения кэрма при измерении нейтронов следует выбрать тканеэквивалентный материал. Если же мы хотим определить значение кэрма на основании ионизационных измерений, то последнее следует делать в тканеэквивалентном газе. Таким образом, при равновесии заряженных частиц, создаваемых нейтронным излучением, кэрма будет совпадать с поглощенной нейтронной дозой. При отсутствии равновесия кэрма всегда будет меньше поглощенной дозы. Ясно, что практически определить величину кэрма промежуточных нейтронов невозможно, поэтому кэрма, как и единица экспозиционной нейтронной дозы — нед, неприменима для оценки доз промежуточных нейтронов. По смыслу определения, кэрма пригодна для оценки доз электромагнитного тормозного излучения с энергиями квантов 25—100 Мэв. Очевидно, что в этом случае в качестве среды следует брать воздух. Однако подсчеты показывают, что на основании результатов ионизационных измерений очень трудно определить значение кэрма. Дело в том, что образованные тормозным излучением в воздухе электроны имеют такую большую первоначальную кинетическую энергию, что значительная доля их перво-

начальной энергии израсходуется на тормозное излучение, которое покинет измерительный объем, и это приведет к заниженным значениям кэрма. Таким образом, в настоящее время представляется наиболее целесообразным использовать единицу нед для измерения экспозиционных доз быстрых нейтронов и для оценки доз тепловых нейтронов.

В связи с этим возникает вопрос о воспроизведении единицы нед. Представляется наиболее целесообразным для этих целей использовать так называемые полостные или наперстковые ионизационные камеры, изготовленные из тканеэквивалентного материала и наполненные тканеэквивалентным газом. Биологические эффекты, вызываемые любым ионизирующим излучением, являются результатом передачи энергии излучения облучаемой ткани и более тесно связаны с дозой, чем с экспозиционной дозой. Поэтому очень важно, чтобы по результатам измерений экспозиционных доз нейтронного излучения можно было сравнительно легко вычислять дозы излучения.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВАНИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В настоящее время поглощенные дозы излучения или, короче, дозы излучения могут быть вычислены не только на основании ионизационных измерений, но и определены в некоторых случаях на основании прямых калориметрических измерений или вычислены на основании результатов, полученных с помощью методов химической или фотографической дозиметрии, сцинтилляционной техники и др. Однако ионизационные измерения являются наиболее распространенными и широко применяемыми. Для того, чтобы на основании результатов измерений экспозиционных доз нейтронного излучения можно было бы сравнительно легко перейти к вычислению доз нейтронного излучения, необходимо, чтобы при измерениях полостными камерами существовало равновесие заряженных частиц (РЗЧ) в тех точках среды, где производятся измерения. Условия равновесия заряженных частиц (протонов), создаваемых нейтронным излучением при облучении им тканеэквивалентных пластмасс, будут существовать в том случае, если:

а) интенсивность и энергетический спектр нейтронного излучения будут постоянными по всей области и во всех направлениях от рассматриваемой точки ткани на расстояниях, по меньшей мере, равных максимальному пробегу заряженных частиц (протонов), создаваемых нейтронным излучением;

б) макроскопические сечения рассеяния нейтронов ядрами атомов среды и тормозные способности для вторичных заряженных частиц (протоны, ядра C, N, O) должны быть постоянными в том же объеме среды, как это требуется предыдущим условием).

Объем, в котором должны выполняться эти условия, в некоторых случаях будет представлять собой шар с радиусом, равным

* Под косвенно ионизирующим излучением понимаются незаряженные частицы (нейтроны, нейтральные μ - и π -мезоны, фотоны и др.), которые могут создать непосредственно ионизирующие частицы.

максимальной длине пробега протонов в рассматриваемой среде, центрированной в точке, в которой определяют мощность экспозиционной нейтронной дозы и соответственно мощность дозы нейтронного излучения. На рис. 44 приведены пробеги электронов, протонов, и α -частиц различных энергий в мягкой ткани. Как видно из рисунка, максимальный пробег в ткани протонов с энергией $E_p = 20 \text{ Мэв}$ составляет всего $\sim 0,4 \text{ см}$, а для $E_p = 1 \text{ Мэв}$ пробег будет составлять около 25 мкм . Это значит, что условия а) и б) должны выполняться в объеме шара с радиусами в первом случае $0,4 \text{ см}$, а для протонов в 1 Мэв с радиусом $\sim 25 \text{ микрон}$. В таких достаточно малых объемах не представляет особого труда получить условия, требуемые для РЗЧ при измерении потоков быстрых нейтронов.

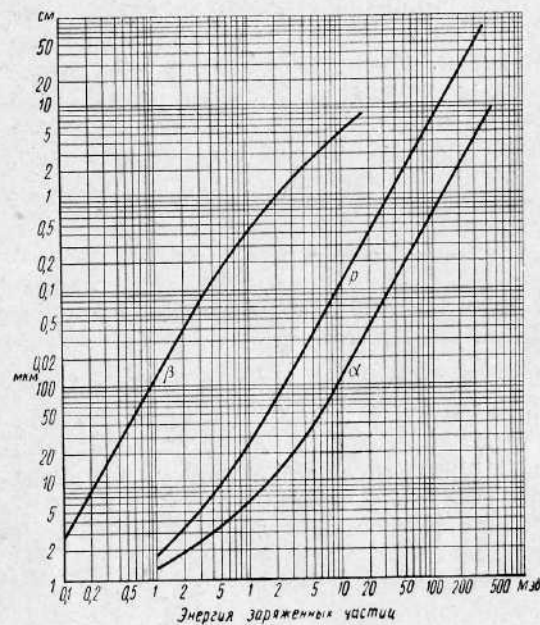


Рис. 44. Пробеги электронов, протонов и α -частиц в мягкой ткани.

нилось бы и после введения камеры. Если оба эти условия выполняются, тогда в среднем на каждый протон отдачи, который покидает малый объем, окружающий рассматриваемую точку фантома, в этот объем будет вступать протон отдачи, практически такой же энергии. Таким образом, энергия, поглощенная внутри малого объема, будет равна энергии, которая поглощалась бы в этом объеме, если бы все возникающие в нем протоны отдачи тратили в рассматриваемом объеме всю свою кинетическую энергию. Это является вторым определением условия равновесия заряженных частиц. Присутствие небольшого количества постороннего материала в рассматриваемой точке или вблизи ее (например, тканеэквивалентного газа внутри полости ионизационной камеры) не будет существенно нарушать условия протонного равновесия, если количество этого материала настолько мало, что незначительная доля энергии нейтронного излучения поглощается из-за прямого взаимодействия излу-

чения с ядрами постороннего материала. Строго говоря, РЗЧ существует только в бесконечной среде, с равномерно распределенными однотипными источниками излучения. В случае же, когда нейтронный излучатель является внешним по отношению к облучаемому тканеэквивалентному фантому, поток вторичных заряженных частиц (протонов, в нашем случае) может отличаться от потока этих же частиц, существующих при наличии истинного равновесия. Однако для нейтронов отличие действительного потока вторичных заряженных частиц (в основном протонов отдачи) от потока при истинном равновесии во многих случаях не имеет существенного значения.

Энергетический спектр заряженных частиц, существующий в некоторой точке при условии РЗЧ, называется равновесным спектром.

При наличии РЗЧ доза нейтронного излучения в тканеэквивалентном фантоме может быть вычислена на основании уравнения Брега-Грея, которое определяет зависимость между ионизацией, созданной в газовой полости, образованной в рассматриваемой точке облучаемого фантома, и энергией, переданной нейтронами в расчете на единицу массы облучаемой среды. Как уже отмечалось, если полость достаточно малой ионизационной камеры будет облучаться тем же самым потоком протонов отдачи, что и материал фантома, то

$$E_m = I_m \epsilon S_m, \quad (102)$$

где E_m — энергия, переданная нейтронами материалу, из которого сделаны стенки ионизационной камеры, отнесенная к массе материала;

I_m — ионизация газа, наполняющего полость камеры, в расчете на единицу массы газа;

ϵ — средняя энергия ионообразования в газе, наполняющем полость для протонов;

S_m — отношение массовых тормозных способностей материала стенок и газа для спектра протонов, образуемых в ионизационной камере при ее облучении данным потоком нейтронов.

Из формулы (102) видно, что для определения E_m на основании измерения I_m необходимо знать среднюю энергию, затрачиваемую протонами на образование одной пары ионов в газе, наполняющем полость ионизационной камеры. В настоящее время наиболее вероятным значением средней энергии ионообразования в воздухе для электронов принято $\epsilon = 33,7 \text{ эв/пару}$ ионов, для протонов — $\epsilon = 35 \text{ эв/пару}$ ионов. Значение работы ионизации ϵ для других газов приведено в табл. 21. В табл. 22 приведены результаты определений для воздуха, проведенных различными авторами.

Как видно из табл. 21 и 22, средняя энергия ионообразования в воздухе сохраняется почти постоянной для элементов разной энергии. Она также очень мало изменяется для электронов, протонов и α -частиц одного и того же газа, хотя ϵ изменяется значительно при переходе от одного газа к другому. В связи с тем, что для одного

Таблица 21

Средняя энергия ионообразования для различных газов
в эв/пару ионов [8]

Газ	Ионизирующие частицы		
	Электроны	Протоны	α -частицы
Воздух	33,7	35,0	35,0
Кислород	31,0	32,8	32,5
Углекислый газ	33,0	34,4	34,0
Метан	27,0	—	29,0
Этилен	26,5	—	28,0

Таблица 22

Излучение	ε для воздуха, эв/пару ионов	Погрешность, %	Автор
Обзор	33,5	—	Эмери [9]
β -S ³⁵	33,6	0,3	Гросс и др. [10]
β -S ³⁵	33,7	0,3	Бей и др. [11]
β -S ³⁵	33,9	0,5	Джесси [12]
β -H ³	33,9	—	Джесси и др. [13]
x -лучи 2 Мэв	33,9	0,8	Вейс и Бернштейн [14]
γ -Co ⁶⁰	33,0	0,3	Бернер и др. [15]
x -лучи 22 Мэв	32,8	0,6	Скарсгард и др. [16]
Электроны от 9 до 17 Мэв	34,3	1,0	Овада и др. [17]
γ -Co ⁶⁰	33,7	1,5	Аглинцев К. К. и др. [18]
γ -Cs ¹³⁷	33,9	0,5	Гудвин [19]
Электроны от 1 до 35 Мэв	33,8	1,2	Бербер [20]
γ -Cs ¹³⁷	33,8	0,4	Рейд и Джонс [21]
γ -Co ⁶⁰			

газа ε для всех трех частиц (α , β и p) очень мало отличается друг от друга, при измерении ионизации, производимой указанными частицами, можно использовать среднее значение энергии ионообразования ε для этих частиц при вычислении дозы излучения в рассматриваемом газе. Для более точного определения дозы требуется знание процентного вклада в ионизацию каждого вида частиц.

Укажем на типичные случаи, где условия равновесия заряженных частиц не выполняются:

а) в пространстве вблизи источника ионизирующего излучения, где интенсивность (в нашем случае нейтронного излучения) будет быстро изменяться с изменением расстояния (по закону обратных квадратов расстояний);

б) вблизи границ между материалами различного состава, таких, например, как воздух — ткань, кость — мягкая ткань и др.;

в) при высокой энергии первичного излучения. В этом случае первичное излучение будет заметно ослабляться в среде на расстояниях, равных среднему пробегу заряженных частиц, создаваемых излучением в данной среде. Первичное излучение будет изменяться как по суммарной интенсивности, так и по спектральному составу.

В случае первичного излучения высокой энергии обычно измерения полостными ионизационными камерами производят в тех точках пространства, где существует так называемое переходное равновесие, т. е. там, где отношение потока первичных частиц или квантов к потоку вторичных частиц достигает постоянной величины. Это имеет место обычно на некоторой глубине в облучаемой среде.

Если измерения выполняются камерами, у которых стенки и наполняющий их газ имеют один и тот же атомный состав, то, главное, необходимо достигнуть постоянной интенсивности первичного излучения в полости ионизационной камеры и ее стенках. Это достигается довольно просто расположением ионизационной камеры на соответствующем достаточно большом расстоянии от источника излучения.

Как показал Фано [22], в этом случае принцип Брегга-Грея будет практически выполняться при любых размерах полости. В самом деле, при одинаковом атомном составе материала стенок и газа, наполняющего полость, при любых размерах полости распределение заряженных частиц в полости и в стенках будет одинаковым. Иначе говоря, чтобы газовая полость ионизационной камеры не изменяла заметно распределения заряженных частиц в среде, требовалось сделать линейные размеры полости камеры малыми по сравнению с пробегами заряженных частиц, пересекающих полость. Для нейтронов и тканееквивалентных материалов (пластмасс) это очень ограничивает уровни плотностей потоков нейтронов, которые можно еще детектировать с помощью ионизационной камеры. Выше приводились данные о пробегах протонов. Так, для протонов с энергией 1 Мэв пробеги в тканееквивалентном газе нормальной плотности будут равняться примерно 2 см, а линейные размеры камеры должны быть меньше 2 см. Ясно, что с такими размерами полостей камер нельзя обеспечить точное измерение предельно допустимых уровней нейтронного излучения.

Камеры из тканееквивалентной пластмассы, полости которых были бы герметичными и не соединялись с внешней атмосферой, изготовить трудно. Поэтому для практических измерений экспозиционных доз нейтронного излучения желательно использовать тканееквивалентные камеры, полости которых наполнены воздухом. Эти камеры необходимо предварительно проградировать по камерам, изготовленным из того же тканееквивалентного материала, но с полостями, наполненными тканееквивалентным газом. Для вычисления поглощенной энергии в стенках камеры, и соответственно в мягкой

ткани, энергию ионизации ϵ надо брать для воздуха ($\epsilon_p = 35$ эв/пару ионов). Здесь необходимо подчеркнуть еще раз, что подсчет по формуле (102) дозы нейтронного излучения на основании измерений экспозиционной дозы будет справедливым только при облучении небольших масс тканезквивалентного материала или мягкой ткани. Для более точного определения доз нейтронного излучения в различных местах живого организма при облучении потоками быстрых нейтронов необходимо произвести измерения в тканезквивалентном фантоме, как это обычно делается для рентгеновского и γ -излучения.

При использовании (102) для вычисления доз излучения на основании измерения экспозиционных доз излучения, кроме энергии ионизации ϵ , надо также знать отношение массовых тормозных способностей материала стенок и наполняющего полость газа для спектра протонов отдачи, создаваемого в ионизационной камере при ее облучении потоком нейтронов. Критический обзор всех существующих данных об отношении тормозных способностей различных веществ к тормозной способности воздуха применительно к измерениям экспозиционных доз полостными ионизационными камерами дан в работе [23]. Обычно различают линейные и массовые тормозные способности вещества. Если энергия заряженной частицы в среднем изменяется на dE на расстоянии dx вдоль своего пути в веществе, тогда линейная тормозная способность вещества для данного сорта заряженных частиц будет

$$S_l = -\frac{dE}{dx}. \quad (103)$$

Массовая тормозная способность вещества S'_m определяется отношением линейной тормозной способности S_l к его плотности:

$$S'_m = \frac{S_l}{\rho}. \quad (104)$$

В формулу (102) входит отношение массовых тормозных способностей материала стенок ионизационной камеры и газа и обозначается S_m :

$$S_m = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ст}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_г}. \quad (105)$$

При прохождении заряженных тяжелых частиц через вещество они теряют свою энергию, главным образом, за счет не упругих столкновений с атомными электронами материала. На основании Борновского приближения, массовая тормозная способность вещества с атомным номером Z и атомным весом A для заряженных частиц тяжелее электронов определяется по формуле:

$$S'_m = \frac{4\pi e^2 N Z^2}{A m_0 v^2} \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 - \frac{\sum C_i}{z} - \frac{\delta}{2} \right], \quad (106)$$

где

e — заряд электрона;

z — число электронных зарядов тяжелой частицы;

m_0 — масса покоя электрона;

$v = \beta \cdot c$ — скорость заряженной частицы;

δ — поправка, учитывающая поляризационные эффекты;

I — средний потенциал возбуждения;

C_i — поправки, обычно обозначаемые символом C_K, C_L , где K и L — индексы электронных энергетических уровней.

Поляризация среды электрическим полем заряженной частицы приводит к тому, что тормозная способность в расчете на электрон в более плотном материале меньше тормозной способности того же материала, находящегося в состоянии с меньшей плотностью.

Теория показывает, что I , в первом приближении, должно зависеть только от природы среды — электронной плотности и не зависит от скорости или типа заряженной частицы. Для электронов, вследствие ионизации и возбуждения атомов, тормозная способность среды определяется по уравнению:

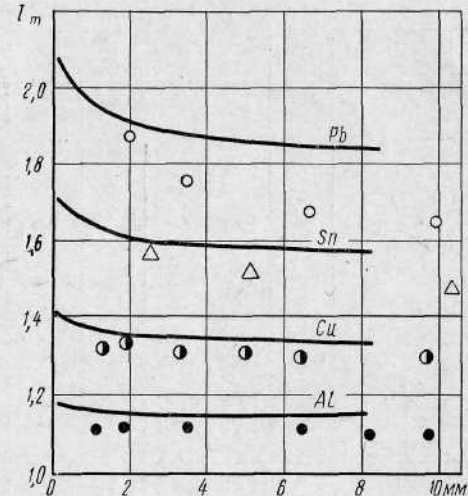


Рис. 45. Зависимость I_m от расстояния между электродами камеры.

$$S'_m = \frac{2\pi e^2 N Z^2}{A m_0 v^2} \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{4(1-\beta^2)I^2} + 1 - \beta^2 + \left(\frac{E}{W}\right)^2 \left(\frac{1}{8} + \ln 2\right) - \delta \right], \quad (107)$$

где W — полная энергия электрона ($W = E + m_0 c^2$). В противоположность теории Брега-Грея, Спенсер и Аттикс [24] показали, что в формуле (102) I_m должно меняться с изменением энергии вторичных заряженных частиц, пробеги которых равны в среднем диаметру камеры. Отсюда I_m , т. е. ионизация в расчете на единицу массы газа, наполняющего полость, будет изменяться при изменении как размеров камеры, так и давления газа в полости камеры. Это изменение они объяснили зависимостью тормозной способности от энергии заряженных частиц, пересекающих полость.

К сожалению, экспериментальных данных о зависимости величины ионизации I_m в расчете на единицу массы для протонов от размеров ионизационной камеры нет. Для иллюстрации сказанного на рис. 45 приведена эта зависимость для электронов. На этом рисунке по оси абсцисс отложено расстояние между электродами экстраполяционной камеры, по оси ординат — отношение массовой тормозной способности графита к массовым тормозным способностям

материала с Z , обратно пропорциональным значению ионизационного тока I_m ($I_m \sim \frac{1}{S_m}$). Кривые приведены для камер, изготовленных из Al, Cu, Sn и Pb.

В табл. 23 приведены полученные различными авторами значения тормозных способностей различных материалов по отношению к воздуху. При этом относительная тормозная способность графита принята за 1,00.

Таблица 23

γ-излучатель	E_{γ} Мэв	Вещество							Автор исследования
		6С	13Al	29Cu	47Ag	50Sn	73Ta	82Pb	
Au ¹⁹⁸	0,41	1,00	—	—	—	—	—	0,575	Спенсер и Аттикс [24]
		1,00	—	0,68	—	0,44	0,52	0,48	Росси и Розенцвейг [25]
		1,00	0,91	0,73	—	0,49	—	0,47	Эберт и др. [26]
		1,00	0,84	0,71	—	0,58	0,51	0,50	Теоретически
Cs ¹³⁷	0,66	1,00	—	0,72	—	0,56	0,50	0,53	Росси и Розенцвейг [25]
		1,00	0,90	0,76	—	0,64	—	0,48	Эберт и др. [26]
		1,00	0,86	0,72	—	0,60	0,53	0,52	Теоретически
		1,00	—	—	—	—	—	—	—
Co ⁶⁰	1,25	1,00	0,90	0,75	0,64	—	—	0,59	Хэрст [27]
		1,00	—	—	—	—	—	0,57	Спенсер и Аттикс [24]
		1,00	0,89	0,73	0,65	—	—	0,58	Зеег и др. [28]
		1,00	—	0,76	—	0,62	0,56	0,53	Росси и Розенцвейг [25]
		1,00	0,90	0,75	—	0,66	—	0,58	Эберт и др. [26]
		1,00	0,87	0,75	0,66	0,60	0,51	0,54	Теоретически
		1,00	—	—	—	—	—	—	—
		1,00	—	—	—	—	—	—	—

Рассмотрим случай измерения с ионизационными камерами, сделанными из одного и того же материала с атомным номером Z , но наполненными различными газами. Очевидно, что при облучении этих камер одинаковым потоком нейтронов поглощенная доза в стенках будет всегда одинаковой. Из формулы (102) следует:

$$\frac{S_{\Gamma}^2}{S_B^2} = \frac{\varepsilon_B \cdot I_{mB}}{\varepsilon_{\Gamma} \cdot I_{m\Gamma}}. \quad (108)$$

Из (108) следует, что относительные величины S могут быть определены с хорошей точностью из результатов измерений ионизационных токов, так как относительные значения энергии ионообразования хорошо известны (правда, для электронов).

Рассмотрим более подробно отдельные случаи определения доз излучения на основании результатов ионизационных измерений.

В связи с тем, что при использовании нейтронных источников приходится почти всегда иметь дело и с γ -излучением, необходимо рассмотреть методы определения доз как нейтронного, так и γ -излучения. Поскольку γ -дозиметрия существует значительно дольше нейтронной и здесь имеется больше точных данных, требуемых для определения доз излучения, мы сначала будем рассматривать методы определения доз γ -излучения, а затем указывать специфику переходов к определению нейтронных доз излучения.

При таких переходах целесообразно различать два случая: один — когда измерения производятся в местах, где выполняется равновесие заряженных частиц, другой — где оно отсутствует.

Ионизационные измерения при выполнении РЗЧ

Для определения доз γ -излучения в ткани или другом материале рекомендуется использовать полостную ионизационную камеру, градуированную в рентгенах. Доза излучения в некоторой точке облучаемой среды может быть определена непосредственно из результатов измерений с помощью такой камеры, помещенной в эту точку среды. Камеру необходимо отградуировать с учетом спектра γ -лучей в рассматриваемой точке. Чтобы в полость камеры не попадали электроны, созданные γ -излучением в среде, стенки камеры должны быть достаточно толстыми. При помещении камеры в среду будет нарушаться существовавшее до этого распределение интенсивности излучения и, следовательно, будет изменяться экспозиционная доза излучения. Это изменение происходит, главным образом, за счет различия в ослаблении и рассеянии γ -лучей ионизационной камерой и тем количеством среды, которое замещает камера, а также за счет рассеяния излучения проводниками, соединяющими камеру с электроизмерительным устройством (если они имеются). Если камера имеет достаточно малые размеры, эта поправка ничтожно мала.

В этом случае доза γ -излучения в рассматриваемой точке среды E_{cp} будет равна:

$$E_{cp} = 0,88 \cdot D \frac{(\mu_a)_{cp}}{(\mu_a)_B}, \quad (109)$$

где D — экспозиционная доза γ -излучения в рассматриваемой точке среды;

μ_a — массовые коэффициенты поглощения среды и воздуха, соответственно, для спектра γ -излучения в рассматриваемой точке, $см^2/г$:

$$\mu_a = \tau + \sigma_a + k, \quad (110)$$

где τ , σ_a , k — массовые коэффициенты фотоэлектрического поглощения, комптоновского поглощения и эффекта образования пар

$$f = 0,88 \frac{(\mu_a)_{cp}}{(\mu_a)_B}. \quad (111)$$

Значения массовых коэффициентов поглощения для некоторых элементов и веществ приведены в табл. 24 [29].

Значения массовых коэффициентов поглощения, см²/г

Вещество	E _γ , Мэв						
	0,010	0,015	0,020	0,030	0,040	0,050	0,060
H	0,0099	0,0110	0,0133	0,0186	0,0230	0,0270	0,0305
C	1,94	0,516	0,203	0,0592	0,0306	0,0226	0,0203
N	3,42	0,916	0,360	0,102	0,0465	0,0299	0,0244
O	5,50	1,49	0,587	0,163	0,0700	0,0410	0,0304
Na	15,4	4,43	1,77	0,482	0,194	0,0996	0,0637
Mg	20,9	6,09	2,47	0,684	0,274	0,140	0,0845
Al	26,5	7,65	3,16	0,880	0,351	0,176	0,104
P	40,1	11,9	5,00	1,45	0,570	0,282	0,166
S	49,7	15,2	6,41	1,85	0,731	0,361	0,214
Ar	62,0	19,4	8,31	2,46	0,974	0,484	0,284
K	77,0	24,6	10,5	3,12	1,25	0,626	0,367
Ca	89,8	28,9	12,5	3,75	1,52	0,764	0,443
Полистирен	1,79	0,478	0,188	0,0561	0,0300	0,0229	0,0211
Люцит	2,92	0,788	0,311	0,0892	0,0426	0,0288	0,0243
Полиэтилен	1,66	0,444	0,176	0,0534	0,0295	0,0232	0,0218
Бакелит	2,43	0,651	0,257	0,0743	0,0368	0,0259	0,0226
Вода	4,89	1,32	0,523	0,147	0,0647	0,0394	0,0304
Воздух	4,66	1,29	0,516	0,147	0,0640	0,0384	0,0292
Компактная кость	19,0	5,89	2,51	0,743	0,305	0,158	0,0979
Мышцы	4,96	1,36	0,544	0,154	0,0677	0,0409	0,0312
Вода	0,92 ₀	0,89 ₇	0,88 ₇	0,87 ₇	0,88 ₇	0,90 ₀	0,91 ₃
Воздух							
Компактная кость	3,5 ₈	4,0 ₀	4,2 ₇	4,4 ₈	4,1 ₈	3,6 ₁	2,9 ₄
Воздух							
Мышцы	0,93 ₃	0,92 ₅	0,91 ₅	0,91 ₉	0,92 ₈	0,93 ₄	0,93 ₇
Воздух							

Вещество	E _γ , Мэв						
	0,080	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50
H	0,0362	0,0406	0,0485	0,0530	0,0573	0,0587	0,0589
C	0,201	0,0213	0,0246	0,0267	0,0288	0,0295	0,0297
N	0,0218	0,0222	0,0249	0,0267	0,0289	0,0296	0,0297
O	0,0239	0,0232	0,0252	0,0271	0,0289	0,0296	0,0297
Na	0,0369	0,0288	0,0258	0,0265	0,0278	0,0283	0,0284
Mg	0,0456	0,0334	0,0275	0,0277	0,0290	0,0295	0,0293
Al	0,0536	0,0372	0,0282	0,0275	0,0283	0,0287	0,0287
P	0,0780	0,0500	0,0315	0,0292	0,0290	0,0290	0,0288
S	0,0971	0,0599	0,0351	0,0310	0,0301	0,0301	0,0300
Ar	0,124	0,0725	0,0368	0,0302	0,0278	0,0274	0,0271
K	0,158	0,0909	0,0433	0,0339	0,0304	0,0299	0,0294
Ca	0,191	0,111	0,0488	0,0367	0,0319	0,0308	0,0304

Продолжение

Вещество	E _γ , Мэв						
	0,080	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50
Полистирен	0,0213	0,0228	0,0264	0,0287	0,0310	0,0317	0,0319
Люцит	0,0226	0,035	0,0267	0,0289	0,0311	0,0319	0,0320
Полиэтилен	0,0224	0,0241	0,0280	0,0305	0,0329	0,0337	0,0339
Бакелит	0,0217	0,0227	0,0261	0,0283	0,0305	0,0312	0,0314
Вода	0,0253	0,0252	0,0278	0,0300	0,0320	0,0329	0,0330
Воздух	0,0236	0,0231	0,0251	0,0268	0,0288	0,0296	0,0297
Компактная кость	0,0520	0,0386	0,0304	0,0302	0,0311	0,0316	0,0316
Мышцы	0,0255	0,0252	0,0276	0,0297	0,0317	0,0325	0,0327
Вода	0,94 ₀	0,95 ₇	0,97 ₁	0,98 ₂	0,97 ₅	0,97 ₄	0,97 ₄
Воздух							
Компактная кость	1,9 ₃	1,4 ₇	1,0 ₆	0,98 ₈	0,94 ₇	0,93 ₆	0,93 ₃
Воздух							
Мышцы	0,94 ₈	0,95 ₇	0,96 ₄	0,97 ₂	0,96 ₅	0,96 ₃	0,96 ₆
Воздух							

Вещество	E _γ , Мэв						
	0,60	0,80	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0
H	0,0588	0,0573	0,0555	0,0507	0,0464	0,0398	0,0351
C	0,0296	0,0288	0,0279	0,0255	0,0234	0,0204	0,0184
N	0,0296	0,0289	0,0280	0,0255	0,0234	0,0205	0,0186
O	0,0296	0,0289	0,0280	0,0255	0,0234	0,0206	0,0187
Na	0,0283	0,0276	0,0267	0,0243	0,0225	0,0199	0,0184
Mg	0,0292	0,0285	0,0275	0,0250	0,0232	0,0206	0,0191
Al	0,0286	0,0278	0,0269	0,0246	0,0227	0,0201	0,0188
P	0,0287	0,0280	0,0270	0,0245	0,0228	0,0204	0,0192
S	0,0297	0,0287	0,0280	0,0254	0,0235	0,0210	0,0199
Ar	0,0270	0,0261	0,0252	0,0228	0,0212	0,0193	0,0182
K	0,0291	0,0282	0,0272	0,0247	0,0228	0,0208	0,0199
Ca	0,0301	0,0290	0,0279	0,0253	0,0234	0,0213	0,0204
Полистирен	0,0318	0,0310	0,0300	0,0274	0,0252	0,0219	0,0197
Люцит	0,319	0,0311	0,0301	0,0275	0,0252	0,0220	0,0198
Полиэтилен	0,0338	0,0329	0,0319	0,0291	0,0267	0,0232	0,0208
Бакелит	0,0313	0,0305	0,0295	0,0270	0,0247	0,0216	0,0194
Вода	0,0329	0,0321	0,0311	0,0283	0,0260	0,0227	0,0205
Воздух	0,0296	0,0289	0,0280	0,0255	0,0234	0,0205	0,0186
Компактная кость	0,0315	0,0306	0,0297	0,0270	0,0248	0,0219	0,0199
Мышцы	0,0326	0,0318	0,0308	0,0281	0,257	0,0225	0,0203
Вода							
Воздух	0,97 ₅	0,97 ₄	0,97 ₄	0,97 ₃	0,97 ₄	0,97 ₁	
Компактная кость							
Воздух	0,93 ₃	0,92 ₉	0,92 ₇	0,92 ₉	0,92 ₉	0,93 ₇	
Мышцы							
Воздух	0,96 ₆	0,96 ₅	0,96 ₅	0,96 ₆	0,96 ₃	0,96 ₃	

Вещество	$E_{\gamma}, \text{ Мэв}$			
	5,0	6,0	8,0	10,0
H	0,0316	0,0288	0,0249	0,0222
C	0,0170	0,0160	0,0145	0,0137
N	0,0172	0,0162	0,0148	0,0142
O	0,0174	0,0166	0,0154	0,0147
Na	0,0173	0,0166	0,0158	0,0154
Mg	0,0181	0,0175	0,0167	0,0163
Al	0,0180	0,0174	0,0169	0,0167
P	0,0184	0,0179	0,0175	0,0174
S	0,0192	0,0187	0,0184	0,0183
Ar	0,0176	0,0175	0,0172	0,0173
K	0,0193	0,0190	0,0190	0,0191
Ca	0,0200	0,0198	0,0197	0,0201
Полистирен	0,0181	0,0170	0,0153	0,0144
Люцит	0,0183	0,0172	0,0156	0,0147
Полиэтилен	0,0191	0,0178	0,0160	0,0149
Бакелит	0,0179	0,0168	0,0153	0,0144
Вода	0,0190	0,0180	0,0165	0,0155
Воздух	0,0173	0,0163	0,0150	0,0144
Компактная кость	0,0186	0,0178	0,0165	0,0159
Мышцы	0,0188	0,0178	0,0163	0,0154

В случае измерения доз нейтронного излучения в ткани или другом материале, облучаемом нейтронами, рекомендуется применять ионизационную полостную камеру из тканеэквивалентного материала и наполненную тканеэквивалентным газом, предварительно градуированную в единицах экспозиционной дозы нейтронного излучения — недрах. Тогда доза нейтронного излучения $E_{\text{ср}}$ в некоторой точке облучаемой среды может быть непосредственно определена из результатов измерений с помощью этой камеры:

$$E_{\text{ср}} = E_{\text{ст}} \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{\text{ср}}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{\text{ст}}}, \quad (112)$$

$$E_{\text{ст}} = \epsilon D \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} = 100 \epsilon D \text{ рад.} \quad (113)$$

Таким образом:

$$E_{\text{ср}} = \epsilon D \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{\text{ср}}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{\text{ст}}} = 100 \epsilon D \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{\text{ср}}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{\text{ст}}}. \quad (114)$$

В формулах (112) и (113):

$E_{\text{ср}}$ и $E_{\text{ст}}$ — доза нейтронного излучения в среде или стенках камеры, соответственно, если среда не является тканью или тканеэквивалентным фантомом, в дж/кг ;

ϵ — численное значение средней энергии ионизации в газе, наполняющем камеру, в эв , для заряженных частиц, которые производят ионизацию (в нашем случае это, в основном, протоны отдачи);

D — экспозиционная доза нейтронов в к/кг , определяемая с помощью камеры;

σ_i — сечение рассеяния нейтронов на атомах i -сорта, входящих в состав среды и в состав стенок ионизационной камеры (соответственно) для спектра нейтронов, в рассматриваемых точках среды, или стенок камеры;

η — средняя доля энергии, теряемая нейтроном при столкновении с атомом i -сорта и определяемая формулой (34);

N_i — число атомов i -сорта в единице массы среды и стенок камеры.

Здесь необходимо подчеркнуть, что если стенки ионизационной камеры отличаются по своему составу от состава среды, то при таких измерениях, строго говоря, мы можем вычислить только энергию нейтронного излучения, поглощенную в стенках камеры $E_{\text{ст}}$. Эта энергия может отличаться от энергии среды $E_{\text{ср}}$, так как плотность нейтронного потока в рассматриваемой точке среды изменяется из-за введения камеры. Однако эта поправка будет ничтожно малой, если камера мала и, особенно, если она сделана из тканеэквивалентной пластмассы, а средой является тканеэквивалентный фантом. Применяя формулу (109) для определения поглощенной энергии в среде, необходимо учитывать различие в энергетических коэффициентах поглощения стенок камеры и поглощения среды для спектра в рассматриваемой точке, а также изменения интенсивности γ -излучения в рассматриваемой точке среды из-за введения камеры:

$$E_{\text{ср}} = a \frac{(\mu_a)_{\text{ср}}}{(\mu_a)_{\text{ст}}} E_{\text{ст}} = a \frac{(\mu_a)_{\text{ср}}}{(\mu_a)_{\text{ст}}} f D, \quad (109')$$

где a — поправочный коэффициент, учитывающий изменение интенсивности γ -излучения из-за введения камеры.

В табл. 25 приведены тормозные способности некоторых веществ относительно воздуха без учета и с учетом эффекта плотности (поляризационные эффекты) для моноэнергетических электронов. Средние относительные тормозные способности некоторых веществ для вторичных электронов, создаваемых моноэнергетическими электронами с первоначальной энергией E , приведены в табл. 26.

Данные табл. 25 и 26 могут быть использованы с некоторым приближением и для протонов с учетом соотношения масс протонов и электронов, а именно, тормозная способность для электрона

Таблица 25

Массовые тормозные способности некоторых веществ
относительно воздуха для электронов

Кинетическая энергия E_p , Мэв	H	C	N	O	P	Ca	H ₂ O	C	H ₂ O	Ткань
	Без учета эффекта плотности							С учетом эффекта плотности		
0,001	3,564	1,079	1,018	0,965	0,692	0,598	1,254	1,079	1,254	1,231
0,002	3,223	1,062	1,014	0,973	0,752	0,685	1,223	1,062	1,223	1,202
0,003	3,084	1,055	1,013	0,976	0,776	0,720	1,211	1,055	1,211	1,190
0,004	3,004	1,051	1,012	0,978	0,791	0,741	1,203	1,051	1,203	1,184
0,005	2,949	1,049	1,011	0,979	0,800	0,755	1,198	1,049	1,198	1,179
0,006	2,904	1,045	1,010	0,979	0,806	0,764	1,193	1,045	1,193	1,174
0,007	2,877	1,045	1,011	0,981	0,813	0,773	1,192	1,045	1,192	1,173
0,008	2,851	1,044	1,010	0,982	0,818	0,780	1,189	1,044	1,189	1,171
0,009	2,811	1,042	1,010	0,983	0,825	0,790	1,186	1,042	1,186	1,167
0,01	2,811	1,042	1,010	0,983	0,825	0,790	1,186	1,042	1,186	1,167
0,02	2,709	1,037	1,009	0,985	0,843	0,816	1,177	1,037	1,177	1,158
0,03	2,661	1,034	1,008	0,986	0,851	0,828	1,172	1,034	1,172	1,154
0,04	2,630	1,033	1,008	0,987	0,857	0,836	1,169	1,033	1,169	1,152
0,05	2,609	1,032	1,008	0,987	0,860	0,841	1,168	1,032	1,168	1,150
0,06	2,592	1,031	1,008	0,988	0,863	0,846	1,166	1,031	1,166	1,148
0,07	2,579	1,030	1,008	0,988	0,866	0,849	1,165	1,030	1,165	1,147
0,08	2,568	1,030	1,007	0,988	0,868	0,852	1,164	1,030	1,164	1,146
0,09	2,559	1,029	1,007	0,988	0,869	0,854	1,163	1,029	1,163	1,146
0,1	2,550	1,029	1,007	0,989	0,871	0,856	1,162	1,029	1,162	1,144
0,2	2,502	1,027	1,007	0,990	0,879	0,869	1,158	1,023	1,158	1,140
0,3	2,476	1,025	1,006	0,990	0,884	0,875	1,155	1,019	1,155	1,138
0,4	2,458	1,024	1,007	0,991	0,887	0,880	1,154	1,014	1,154	1,136
0,5	2,444	1,024	1,007	0,991	0,889	0,883	1,153	1,010	1,152	1,134
0,6	2,433	1,023	1,007	0,991	0,891	0,886	1,152	1,007	1,148	1,130
0,7	2,424	1,023	1,007	0,992	0,893	0,888	1,151	1,003	1,144	1,126
0,8	2,417	1,022	1,006	0,992	0,894	0,890	1,150	1,000	1,140	1,122
0,9	2,410	1,022	1,006	0,992	0,896	0,892	1,150	0,997	1,134	1,136
1	2,404	1,022	1,006	0,992	0,897	0,894	1,149	0,994	1,133	1,115
2	2,366	1,020	1,005	0,993	0,903	0,903	1,146	0,971	1,105	1,088
3	2,347	1,019	1,005	0,993	0,907	0,908	1,144	0,954	1,086	1,069
4	2,333	1,018	1,005	0,994	0,909	0,912	1,143	0,942	1,071	1,054
5	2,324	1,018	1,005	0,994	0,911	0,914	1,142	0,932	1,059	1,042
6	2,316	1,017	1,005	0,994	0,912	0,916	1,141	0,923	1,049	1,032
8	2,305	1,017	1,005	0,994	0,914	0,919	1,140	0,909	1,032	1,016
10	2,297	1,016	1,004	0,995	0,916	0,921	1,139	0,898	1,019	1,003

Таблица 26

Средние тормозные способности некоторых веществ
относительно воздуха для вторичных электронов
(с учетом эффекта плотности)

Кинетическая энергия электронов E_p , Мэв	C	H ₂ O	Ткань
0,002	1,070	1,238	1,216
0,003	1,064	1,226	1,205
0,004	1,060	1,220	1,199
0,005	1,058	1,215	1,195
0,006	1,055	1,212	1,191
0,007	1,054	1,208	1,188
0,008	1,052	1,206	1,186
0,009	1,051	1,203	1,183
0,01	1,050	1,202	1,182
0,02	1,044	1,191	1,172
0,03	1,041	1,185	1,166
0,04	1,039	1,181	1,163
0,05	1,038	1,179	1,160
0,06	1,037	1,177	1,159
0,07	1,036	1,175	1,157
0,08	1,035	1,174	1,156
0,09	1,034	1,173	1,155
0,1	1,034	1,172	1,154
0,2	1,030	1,166	1,148
0,3	1,027	1,163	1,145
0,4	1,024	1,161	1,143
0,5	1,022	1,159	1,141
0,6	1,020	1,158	1,140
0,7	1,017	1,156	1,138
0,8	1,016	1,154	1,136
0,9	1,014	1,152	1,134
1	1,012	1,150	1,132
2	1,001	1,139	1,121
3	0,985	1,121	1,103
4	0,976	1,110	1,093
5	0,968	1,108	1,084
6	0,961	1,093	1,076
8	0,950	1,080	1,063
10	0,940	1,069	1,052

с энергией 1 кэв приблизительно равна тормозной способности для протона с энергией 1836 кэв ($\sim 1,8$ Мэв).

В табл. 27 приведены средние массовые тормозные способности некоторых веществ S_m относительно воздуха для равновесных спектров электронов, создаваемых γ -излучением Co^{60} , Cs^{137} и Au^{198} , с учетом высокоэнергетических δ -электронов, создаваемых электронами в процессе их замедления в зависимости от размеров полости средней энергии δ -электронов [29]. Для сравнения приведены S_m без учета этого эффекта.

Таблица 27

Средние массовые тормозные способности некоторых веществ относительно воздуха для равновесных спектров электронов

Материал стенок	Источник γ -излучения	С учетом δ -электронов					Без учета δ -электронов
		Размеры полости, см					
		0,015	0,051	0,19	0,64	2,2	~ 0
		$\bar{E} \delta$, кэв					
		2,5	5,1	10,2	20,4	40,9	~ 0
C	Au ¹⁹⁸	1,041	1,038	1,036	1,033	1,031	1,032
	Cs ¹³⁷	1,036	1,033	1,031	1,029	1,027	1,027
	Co ⁶⁰	1,027	1,024	1,022	1,020	1,018	1,017
Al	Au ¹⁹⁸	0,852	0,862	0,870	0,876	0,882	0,878
	Cs ¹³⁷	0,858	0,868	0,875	0,881	0,886	0,886
	Co ⁶⁰	0,862	0,871	0,878	0,883	0,888	0,892
Cu	Au ¹⁹⁸	0,653	0,678	0,696	0,710	0,722	0,713
	Cs ¹³⁷	0,668	0,692	0,710	0,723	0,734	0,733
	Co ⁶⁰	0,681	0,704	0,721	0,734	0,745	0,754
Sn	Au ¹⁹⁸	0,427	0,529	0,552	0,569	0,584	0,566
	Cs ¹³⁷	0,523	0,555	0,579	0,596	0,611	0,602
	Co ⁶⁰	0,544	0,576	0,599	0,617	0,631	0,634
Pb	Au ¹⁹⁸	0,412	0,440	0,460	0,477	0,491	0,469
	Cs ¹³⁷	0,439	0,469	0,490	0,507	0,522	0,506
	Co ⁶⁰	0,461	0,491	0,513	0,530	0,544	0,541

Из табл. 27 видно, что:

а) для воздухоэквивалентных материалов различия между массовыми относительными тормозными способностями (S_m), при учете δ -электронов и без учета их, настолько малы, что ими можно пренебречь при практических измерениях;

б) для стенок камер, изготовленных из материала с более высоким атомным номером, различие в S_m становится заметным и его надо учитывать. Опыт показал, что теория учета δ -электронов не применима для электронов с первоначальной энергией меньше ~ 400 кэв.

Для ориентировочных оценок полезно иметь в виду следующие приблизительные соотношения:

1. Средняя энергия \bar{E}_γ фотона численно равна 40—45% напряжения, приложенного к рентгеновской трубке в случае средней фильтрации.

2. Первоначальная энергия фотоэлектрона $\approx \bar{E}_\gamma$. Средняя первоначальная энергия электронов отдачи равна $\left(\frac{\sigma_a}{\sigma}\right) \bar{E}_\gamma$, где σ_a и σ

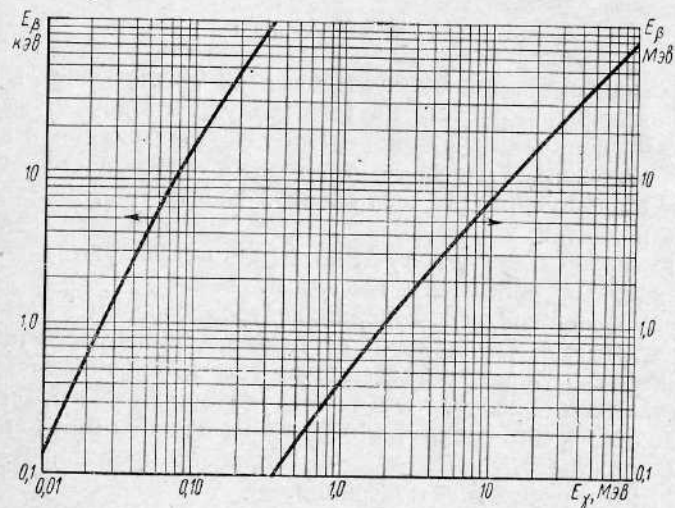


Рис. 46. Средняя энергия первоначальных комптоновских электронов в зависимости от энергии гамма-лучей.

являются комптоновским коэффициентом поглощения и полным коэффициентом комптоновского взаимодействия соответственно, для излучения с энергией квантов \bar{E}_γ .

На рис. 46 изображена зависимость средней первоначальной энергии комптоновских электронов E_β от энергии монохроматических γ -лучей E_γ , создаваемых этими лучами.

Средняя энергия электронов и позитронов, возникающих в результате реакции образования пар, равна $\frac{\bar{E}_\gamma}{2} = 0,511$ Мэв.

3. При вычислении отношений тормозных способностей $(\bar{S}_m)_v^{ст}$ можно полагать, что средняя энергия электронов приблизительно равна 0,4 первоначальной энергии электронов E_β .

Ионизационные измерения, когда условия РЗЧ не выполняются

В данном случае для определения доз γ -излучения в какой-либо среде измеряют ионизацию в рассматриваемой точке среды путем помещения ионизационной камеры, имеющей очень малую толщину стенок, по сравнению со значением пробега вторичных электронов,

создаваемых в рассматриваемой точке. Тонкие стенки дают незначительный вклад в полное число генерируемых вторичных электронов, которые вызывают ионизацию в полости камеры, и материал стенок камеры не играет особой роли. При большей толщине стенок следует подбирать материал стенок как можно ближе по составу к материалу среды. Размеры камеры должны быть малы, особенно в направлении максимального изменения дозы излучения.

Доза излучения E_{cp} определяется по уравнению

$$E_{cp} = \varepsilon \cdot I_m (S_m)_{в}^{cp}, \quad (115)$$

где I_m — значение ионизации, создаваемой γ -излучением в полости камеры, в расчете на 1 кг воздуха в к/кг;

ε — численное значение энергии ионообразования в эв;

S_m — отношение массовых тормозных способностей среды и воздуха для среднего спектра электронов, пересекающих полость.

При измерении доз γ -излучения обычно пользуются камерами, полости которых наполнены воздухом.

Для определения доз излучений нейтронов рекомендуется пользоваться камерами, сделанными из тканеэквивалентного материала и наполненными тканеэквивалентным газом, близким по составу к мягкой ткани, или воздухом. Для воздуха $\varepsilon = 35 \text{ эв} = 5,6 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$.

Необходимо иметь в виду, что размеры полости при наполнении воздухом должны быть меньше $\sim 0,1$ пробега протонов в воздухе, т. е. $\sim 2 \text{ мм}$ в случае 2 Мэв нейтронов.

При наполнении полости воздухом встречаются трудности в определении тормозных способностей тканеэквивалентного материала по отношению к воздуху, так как они плохо известны для интересующего нас интервала кинетических энергий нейтронов от 0,1 до 15—20 Мэв. Например, для $E_n = 10 \text{ Мэв}$ средняя энергия протонов $\sim 5 \text{ Мэв}$, и тормозные способности для протонов будут приблизительно эквивалентны тормозным способностям для электронов с энергией $\sim 2,7 \text{ кэв}$. При таких энергиях формула Бете, по которой обычно рассчитывают тормозные способности, становится малоприменимой.

Если стенки камеры и газ, наполняющий ее полость, по составу являются одинаковыми и совпадают с мягкой тканью, тогда размеры полости не являются критическими ($(S_m)_{газ}^{ст} \sim 1$ и для определения поглощенных доз на основании ионизационных измерений важно только знать ε в тканеэквивалентном газе. Доза нейтронного излучения в этом случае определяется уравнениями (112) и (113).

Однако на практике удобнее применять камеры, сделанные из тканеэквивалентного материала, но наполненные воздухом. В этом случае доза излучения $E_{ст}$ в какой-либо точке тканеэквивалентного фантома на основании измерений ионизации I_m такой камерой в этой точке определяется по уравнению

$$E_{ст} = 100\varepsilon I_m S_{в}^{ст}, \quad (116)$$

где $E_{ст}$ — доза нейтронного излучения в радах;

I_m — значение ионизации, измеренное камерой, в расчете на 1 кг воздуха, в к/кг;

ε — численное значение энергии ионообразования в воздухе для спектра протонов, пересекающих полость камер в эв;

$S_{в}^{ст}$ — средневзвешенное отношение тормозных способностей для всех ядер отдачи, выбиваемых из стенок и образуемых в воздухе.

Доза излучения в тканеэквивалентной среде E_{cp} в радах будет:

$$\left. \begin{aligned} E_{cp} &= E_{ст} \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{cp}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ст}} \\ \text{или} \quad E_{cp} &= 100\varepsilon I_m S_{в}^{ст} \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{cp}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ст}} \end{aligned} \right\} \quad (117)$$

Таблица 28

Значения величины σ_i в барнах для некоторых элементов и для различных энергий нейтронов [29]

Энергия нейтронов E_n , Мэв	H	C	N	O	P	S
	η					
	0,5	0,1431	0,1254	0,1116	0,0611	0,0592
0,10	6,3	0,66	0,6	0,39	0,21	0,42
0,15	5,4	0,63	0,51	0,39	0,15	0,24
0,20	4,8	0,60	0,46	0,40	0,13	0,41
0,30	3,95	0,56	0,40	0,44	0,15	0,13
0,40	3,45	0,52	0,36	0,67	0,13	0,18
0,5	3,1	0,49	0,30	0,65	0,17	0,12
0,6	2,8	0,46	0,20	0,36	0,14	0,11
0,8	2,4	0,41	0,23	0,33	0,15	0,14
1,0	2,12	0,34	0,25	0,89	0,18	0,17
1,5	1,70	0,30	0,23	0,25	0,18	0,14
2	1,4	0,24	0,20	0,18	0,23	0,17
3	1,14	0,17	0,21	0,13	0,23	0,19
4	0,95	0,27	0,23	0,21	0,16	0,17
5	0,83	0,19	0,18	0,13	0,15	0,15
6	0,72	0,14	0,18	0,16	0,14	0,15
8	0,59	0,21	0,18	0,13	0,12	0,12
10	0,47	0,16	0,16	0,13	0,12	0,11

Для определения мощностей доз нейтронного излучения используются результаты ионизационных измерений полостными тканеэквивалентными камерами:

$$\left. \begin{aligned} P_{ст} &= 100\varepsilon I_m \\ P_{cp} &= 100\varepsilon I_m \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{cp}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ст}} \end{aligned} \right\} \quad (118)$$

где $P_{ст}$ и $P_{ср}$ — мощность дозы излучения в стенках камеры и в среде, в которую она помещена, в рад/сек;

ϵ — численное значение энергии ионообразования в тканезквивалентном газе для ядер отдачи, пересекающих полость камеры, в эв;

I_m — значение ионизации, создаваемой нейтронами в полости камеры, в а/кг.

Для измерений мощностей поглощенных доз излучения в единицах системы СИ (118) можно переписать в виде:

$$\left. \begin{aligned} P_{ст} &= \epsilon I_m \text{ вт/кг} \\ P_{ср} &= \epsilon I_m \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ср}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ст}} \text{ вт/кг} \end{aligned} \right\} \quad (118')$$

В случае, если полость камеры из тканезквивалентного материала наполнена воздухом, мощность дозы излучения будет:

$$P_{ср} = \epsilon I_m S_{в}^{ст} \frac{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ср}}{(\sum \sigma_i \eta_i N_i)_{ст}} \text{ вт/кг}, \quad (119)$$

Определение поглощенных доз излучения в среде, облучаемой нейтронами и гамма-излучением, и распределение поглощенной дозы с учетом линейной плотности преобразования энергии (ЛПЭ) заряженной частицы на единице длины ее пути

Биологическая эффективность такой дозы излучения зависит от ЛПЭ заряженных частиц. В радиационной защите от ЛПЭ зависят допустимые уровни доз излучения и, подобно тому, как это делается в радиобиологии, очень желательно характеризовать распределение дозы излучения с учетом ЛПЭ. Это особенно важно, если суммарная доза излучения складывается из доз с различными ЛПЭ, начиная от 3,5 до 175 кэв/мк в мягкой ткани. С такими случаями приходится иметь дело при совместном облучении нейтронами и γ -излучением или даже только одними высокоэнергетическими нейтронами. Одним из возможных методов учета ЛПЭ (хотя и недостаточно полным) является раздельная оценка доз, создаваемых различными типами излучений, например, нейтронами и γ -квантами. Этот метод является приближенным, так как ОБЭ, применяемые в радиационной защите, могут изменяться в два раза только для одних быстрых нейтронов и так как ОБЭ, определенные из различных радиобиологических опытов, могут различаться. Поэтому вычисления поглощенных доз излучения с учетом ЛПЭ не являются точными.

Росси и Розенцвейг [25] разработали метод определения ЛПЭ тяжелых частиц, когда длина их пробега в воде более нескольких микронов. Этот метод требует применения сферического пропорционального счетчика специальной конструкции и позволяет измерять распределение ЛПЭ внутри облучаемого материала.

Измерение полной дозы излучения при одновременном облучении нейтронами и γ -излучением не представляет особых трудностей,

если применяется ионизационная камера, по составу совпадающая с камерой, применяемой для измерения нейтронных доз излучения. Доза излучения легко вычисляется из значения ионизации в этой камере путем применения формул, аналогичных (112), (113). Небольшие неточности возникают из-за отличия ϵ и S_m для нейтронов и γ -излучения. Однако если относительный вклад в дозу излучения от нейтронов и γ -излучения приблизительно известен, для определения суммарной дозы излучения обычно используют средневзвешенные значения ϵ и S_m . Если состав материала камеры и состав рассматриваемой среды точно совпадают ($E_{ср} = E_{ст}$), то никаких дополнительных вычислений не требуется. Если же состав материала стенок камеры не совпадает с составом среды, где определяется поглощенная доза излучения, это учитывают с помощью формулы (113). Для более точного определения $E_{ср}$ необходимо знать относительные вклады нейтронов и γ -излучения в дозу. Для определения вклада каждого излучения в общую дозу рекомендуются следующие методы:

1. Метод раздельного вычисления поглощенной дозы [26]. Ионизацию в рассматриваемом месте измеряют двумя толстостенными ионизационными камерами, одна из которых сделана из тканезквивалентного материала (обычно пластмассы или другой водородсодержащей смеси), другая — из материала, не содержащего водорода (графит или алюминий).

При использовании этого метода встречаются с двумя трудностями:

а) в присутствии интенсивного нейтронного излучения трудно измерять γ -излучение, так как γ -камеры чувствительны и к нейтронам. Нейтронная чувствительность графитовой камеры, наполненной CO_2 , составляет 10—20% от ее чувствительности к γ -излучению и зависит от энергии нейтронов [27, 28];

б) поскольку чувствительность указанных двух камер к γ -излучению (особенно к γ -излучению низкой энергии) различна, для измерения нейтронных доз в присутствии высокого γ -фона, нужно знать спектры γ -излучения и определять γ -чувствительность обеих камер.

2. Метод дозиметрии с помощью пропорционального счетчика. В пропорциональном счетчике импульсы от ядер отдачи, создаваемых нейтронами, будут значительно превосходить величину импульсов от электронов, генерируемых γ -излучением. Поэтому импульсы от электронов легко дискриминируются соответствующим подбором величины порога дискриминации. При этом не учитываются также малые импульсы и от нейтронов. Однако эти импульсы дают вклад в общую нейтронную дозу не более 5% и могут быть оценены. Если амплитуда выходного импульса счетного устройства пропорциональна числу пар ионов, образовавшихся в измерительном объеме счетчика, метод дозиметрии с помощью пропорционального счетчика эквивалентен методу с использованием ионизационной камеры, но имеет то преимущество, что не чувствителен к γ -излучению. Для того чтобы была достигнута пропорциональность между

амплитудой импульса и числом пар ионов, необходимо, чтобы амплитуда импульса на выходе усилителя не зависела от ориентации трека ионизирующей частицы в пропорциональном счетчике и не было бы явления прилипания электронов. Прилипание электронов исключается тем, что счетчик наполняют газом, не содержащим кислорода, паров воды и некоторых галогенов, которые имеют большое поперечное сечение прилипания электронов. Подбором усилителя с соответствующими параметрами можно добиться того, что амплитуда импульса на выходе усилителя почти не будет зависеть от ориентации треков заряженных частиц [30].

Пропорциональный счетчик можно также использовать и для измерения экспозиционных доз γ -излучения в присутствии нейтронного поля. В этом случае считают небольшие импульсы электронов, создаваемых γ -излучением, и исключают импульсы большой амплитуды, создаваемые нейтронами [31]. Для этого пропорциональный счетчик делают из графита и наполняют его CO_2 с добавлением гелия. При использовании счетчика со стенками из тонкого алюминия или из тонкого слоя графита уменьшается до минимума вероятность возникновения γ -квантов в стенках счетчика из-за неупругого рассеяния падающих нейтронов.

В 1958 г. [32] был предложен прибор, пригодный для регистрации каждого случая ионизации, т. е. образования одной пары ионов γ -излучением. Это достигается использованием малой полости, наполненной газом при низком давлении. Доза γ -излучения при использовании этого небольшого по своим геометрическим размерам прибора вычисляется по уравнению

$$D = \epsilon N,$$

где ϵ — средняя энергия ионообразования газа, наполняющего счетчик, для электронов;

N — число отсчетов за определенный интервал времени.

Прибор не чувствителен к нейтронам.

3. Фотографический метод. В настоящее время этот метод измерения доз излучений часто относят к химическим методам дозиметрии. Рассмотрим отдельно метод регистрации тепловых и быстрых нейтронов.

Тепловые нейтроны. Чувствительность фотографической пленки к тепловым нейтронам определяется, главным образом, активацией серебра с образованием Ag^{108} и Ag^{110} , которые испускают β и γ -излучение. Максимальная энергия β -частиц, испускаемых активированными ядрами серебра, превосходит 2 Мэв; период полураспада серебра меньше 2,5 мин. Заметное почернение пленки дает также реакция $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$. Чувствительность фотопленки к тепловым нейтронам обычно увеличивается путем введения лития или бора в эмульсию. Тогда становятся возможными следующие реакции под действием тепловых нейтронов: $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ или $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$. Кроме того, увеличить чувствительность можно путем использования дополни-

тельных фольг, которые активируются тепловыми нейтронами. Фотографическая эмульсия дополнительно облучается β и γ -излучением, интенсивность которого пропорциональна наведенной активности, которая, в свою очередь, пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов. В качестве дополнительных β -излучателей используются пленки из серебра, индия и родия. При использовании родиевых фольг пленки подвергаются дополнительному облучению β -частицами со средней энергией 0,9 Мэв. Период полураспада $\text{Rh}^{104} \approx 44$ сек. Для получения дополнительного γ -облучения фольг обычно применяют дополнительные фольги из кадмия.

Быстрые нейтроны. Вклад быстрых нейтронов в нейтронную дозу может быть определен на основании результатов измерений числа и длины треков протонов отдачи в фотографической эмульсии.

Более подробно методы фотографической дозиметрии изложены в работе [33].

4. Сцинтилляционные методы. Применение сцинтилляционных методов в дозиметрии ионизирующих излучений [34—37], вообще, и нейтронного излучения, в частности, основано на том факте, что в результате поглощения излучения в любом веществе происходит возбуждение и ионизация его атомов и молекул.

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

В связи с тем, что некоторая доля поглощенной сцинтиллятором энергии излучения идет на процессы, не связанные с испусканием света, существенной характеристикой любого сцинтиллятора является значение конверсионной эффективности κ , под которой понимается отношение энергии созданного светового кванта E_γ к средней энергии \bar{e} , затраченной ионизирующей частицей на создание этого кванта:

$$\kappa = \frac{E_\gamma}{\bar{e}}. \quad (120)$$

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

Современная радиотехническая аппаратура позволяет регистрировать отдельные сцинтилляции, вызываемые элементарными актами поглощения отдельных частиц или фотонов. Для превращения световых импульсов в электрические и последующего их усиления сцинтиллятор всегда применяют совместно с фотоумножителем. При этом часть световых квантов, возникших под действием излучения в сцинтилляторе, не будет достигать фотоумножителя. Поэтому сцинтиллятор с данным фотоумножителем характеризуют коэффициентом выхода фотоэлектронов g , под которым понимают число созданных фотоэлектронов, приходящихся на один квант света,

испущенный сцинтиллятором. Как показано в работе [33], величина g лежит в пределах 15—60 эв, а для лучших пар «сцинтиллятор — фотоумножитель» $g = 1/20$. Значение g зависит от согласования максимальной спектральной чувствительности фотокатода умножителя с максимумом интенсивности спектра люминесценции, от прозрачности сцинтиллятора к свету собственной люминесценции, от взаимного расположения сцинтиллятора и фотокатода и от ряда других факторов. Поэтому при регистрации нейтронов с энергией E полное число электронов N_β , возникающих в катode фотоумножителя, можно определить по уравнению:

$$N_\beta = \frac{g \cdot E \Sigma_a}{e}, \quad (121)$$

где Σ_a — макроскопический коэффициент поглощения сцинтиллятором энергии нейтронов

$$\Sigma_{ai} = \Sigma N_i \sigma_i f_i d,$$

где N_i — число атомов i -сорта в 1 см³ сцинтиллятора;
 σ_i — сечение рассеяния быстрых нейтронов на атомах i -сорта;
 f_i — средняя доля энергии, теряемой нейтронами при столкновениях с атомами i -сорта;
 d — толщина сцинтиллятора.

Суммирование производится по атомам всех сортов, входящих в состав сцинтиллятора. Обычно сцинтиллятор всегда сочленяют с каким-либо протонным радиатором (тканеэквивалентной пластмассой, полиэтиленом или другим водородсодержащим веществом). Этим достигается зависимость чувствительности сцинтилляционного счетчика от энергии быстрых нейтронов, аналогичная зависимости от энергии нейтронов дозы первых столкновений.

Имеется много работ, посвященных сцинтилляционным методам измерений ионизирующих излучений, в том числе и нейтронов. Упомянем только о работах [34, 36, 38—40]. В работе [38] описан сцинтилляционный счетчик быстрых нейтронов, который имеет зависимость чувствительности от энергии нейтронов, совпадающую с зависимостью дозы нейтронного излучения в ткани от энергии нейтронов. Показания этого счетчика независимы от направления падающего на него потока быстрых нейтронов; он имеет хорошую чувствительность к потокам нейтронов с малой плотностью и слабочувствителен к γ -излучению. Кроме хорошей дискриминации γ -излучения, к преимуществам сцинтилляционных методов измерений следует отнести то, что сцинтилляционные приборы легко сделать малогабаритными и переносными, а тканевая эквивалентность может быть достигнута соответствующим выбором толщины протонного радиатора.

В качестве сцинтилляторов при измерении нейтронных доз применяют ZnS (Ag); KJ (Tl); LiJ (Eu) и др., а также пластические фосфоры.

5. Расчетный метод. Вклад нейтронов в общую дозу излучения можно рассчитать, зная плотность нейтронного потока и его спектр.

Тканеэквивалентная камера

Средняя мягкая биологическая ткань имеет состав $(C_5H_{40}O_{18}N)_n$. В первом приближении состав этой ткани может быть удовлетворительно моделирован для быстрых нейтронов материалом, содержащим по весу примерно 10% водорода и 90% углерода. Этот материал может быть получен смешиванием графита с полиэтиленом. Обычно тканеэквивалентные камеры прессуются из тщательно перемешанного порошка, состоящего из 2,4 вес. ч. полиэтилена и 1 вес. ч. графита.

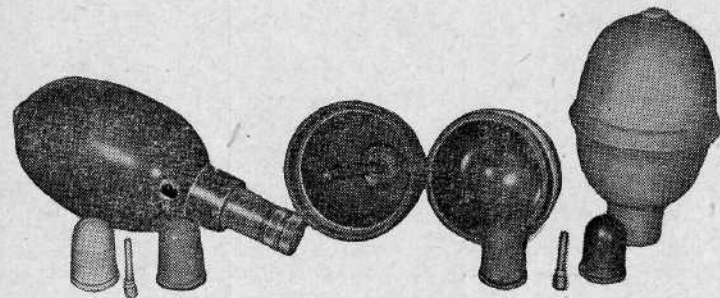


Рис. 47. Ионизационная камера для измерения доз быстрых нейтронов.

Для более точного моделирования мягкой ткани к графиту и полиэтилену добавляют азотсодержащее вещество — меломин, так чтобы процентный весовой состав водорода остался прежним, а азота было бы ~3,5% по весу. Камера, предназначенная для измерения нейтронных доз, создаваемых потоками быстрых нейтронов от 20—30 н/сек·см² и выше, изображена на рис. 47 [41]. Как показали опыты, в результате измерений одинаковых нейтронных потоков камера, наполненная воздухом, давала показания на 80% меньше, чем камера, наполненная тканеэквивалентным газом.

Уже отмечалось, что для отделения нейтронной дозы от гамма-доз помимо тканеэквивалентной камеры обычно применяют графитовую камеру с наполнением CO₂, которая имеет хотя и малую, но все же заметную чувствительность к нейтронам. Эту чувствительность принято характеризовать коэффициентом k , определяемым как отношение отсчета с графитовой камерой, наполненной CO₂, при дозе нейтронов, равной одному тканевому раду, к отсчету с этой же камерой, когда она облучается экспозиционной дозой рентгеновских лучей, равной 1 р.

Так как при этих измерениях всегда присутствует γ -излучение, то приведенные значения k являются максимальными. При расчете дозы излучения в радах значение средней энергии ионообразования \bar{e} для более тяжелых ядер отдачи считалось равным средней энергии

ионообразования для протонов. При облучении тканезквивалентной ионизационной камеры γ -излучением экспозиционной дозе в 1 р соответствует доза излучения, приблизительно равная 0,97 рад. Из-за различия в e одинаковые заряды будут собираться (при условии измерений токов насыщения), когда эти же камеры облучаются нейтронной дозой в 1,03 рада.

Таблица 29

Максимальные значения коэффициента k для тефлоновой камеры, наполненной CO_2 , для нейтронов различной энергии [8]

Энергия нейтронов $E_n, \text{ Мэв}$	$k, \text{ р/рад}$	
	экспериментальное	теоретическое
0,5	0,08	0,011
1		0,18
2	0,09	0,13
3	0,12	0,10
4	0,15	0,15
6	0,20	0,16
8	0,24	0,20

Расчет вклада дозы γ -излучения в полную дозу в смешанных полях (нейтронное + γ -излучения) по измерениям с тканезквивалентной и графитовой ионизационными камерами может быть произведен с помощью следующих соотношений:

$$\frac{N_{n+\gamma}^T}{N_{I\gamma}^T} = 0,97P_n + 1,03P_\gamma, \quad (122)$$

$$\frac{N_{n+\gamma}^C}{N_{I\gamma}^C} = kP_n + 1,03P_\gamma, \quad (123)$$

где P_n и P_γ — мощность дозы нейтронов и γ -излучения в ткани соответственно в рад/сек;

$N_{n+\gamma}^T, N_{n+\gamma}^C$ — показания дозиметра соответственно с тканезквивалентной и графитовой камерами в одной и той же точке поля;

$N_{I\gamma}^T, N_{I\gamma}^C$ — показания дозиметра соответственно с тканезквивалентной и графитовой камерами в поле жесткого γ -излучения (Co^{60}) с мощностью дозы в 1 р/сек;

$k = \frac{N_{In}^C}{N_{I\gamma}^C}$; N_{In}^C — показания дозиметра с графитовой камерой в нейтронном поле с мощностью дозы 1 рад/сек.

При использовании метода двух ионизационных камер для точного определения k необходимо знать энергию нейтронов. Если же энергия нейтронов неизвестна, то рекомендуется брать k равным 0,16.

Коэффициент k уменьшается при уменьшении энергии нейтронов и становится очень малым при энергиях нейтронов ниже 100 кэв. При измерениях быстрых нейтронов с энергией $E \leq 20$ кэв, а также нейтронов промежуточной энергии и тепловых нейтронов техника использования нескольких ионизационных камер позволяет производить более точные измерения. Так, в случае тепловых нейтронов, графитовая камера, наполненная CO_2 , будет реагировать только на γ -излучение. Тканезквивалентная камера без азота будет регистрировать γ -излучение, имеющееся в смешанном поле, и γ -излучение, возникающее при захвате нейтронов ядрами водорода ткани. Тканезквивалентные камеры будут регистрировать также протоны, возникающие при захвате нейтронов ядрами азота.

Тепловые нейтроны создают очень интенсивное проникающее γ -излучение в ткани, поэтому доза в ткани, превосходящей по своим размерам 1 см, будет больше, чем, так называемая, доза первых столкновений нейтронов, и будет зависеть от размеров облучаемого объекта.

Для градуировки камер методом абсолютных измерений необходимо знать объем камеры и давление газа, наполняющего ее полость, электрическую емкость, чувствительность детектора и среднюю энергию ионообразования e . Для того, чтобы на основании результатов измерений ионизации в полости ионизационной камеры можно было вычислить дозу нейтронного излучения, необходимо, чтобы толщина стенок камеры была бы не меньше максимального пробега вторичных заряженных частиц (протонов), создаваемых нейтронами при облучении камер. При выполнении условий равновесия между нейтронами и вторичными заряженными частицами, дозы излучения подсчитываются по формуле Брега-Грея.

Пропорциональные счетчики

Из приборов этого типа следует упомянуть водородсодержащие пропорциональные счетчики [42], сферический сцинтилляционный счетчик [38] и счетчик с парафиновым замедлителем, наполненный BF_3 [43].

Пропорциональный водородсодержащий счетчик схематически изображен на рис. 48.

Как показали результаты исследования такого счетчика, его чувствительность изменяется с энергией нейтронов, как доза первых столкновений быстрых нейтронов в тканезквивалентном фантоме. В процессе проектирования такого счетчика были произведены расчеты вероятности того, что нейтроны с энергией E создадут протоны отдачи, которые в счетном пространстве счетчика потеряют такую долю своей энергии, которая будет достаточна для создания импульсов, превосходящих по амплитуде уровень дискриминации, необходимый для исключения отсчетов от γ -излучения. Чувствительность

счетчика была экспериментально проверена с моноэнергетическими нейтронами и дала хорошее согласие с теоретической кривой дозы первых столкновений. Фон γ -излучения легко отсекается, так как

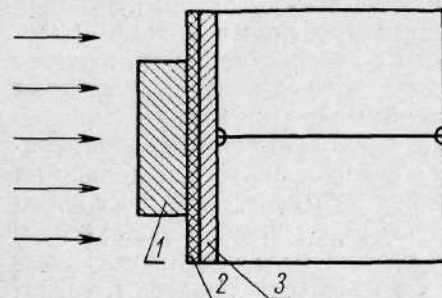


Рис. 48. Пропорциональный счетчик с чувствительностью, соответствующей дозе первых столкновений:

1 — полиэтиленовый радиатор, толщиной 100 мг/см²; 2 — алюминиевый радиатор, толщиной 29 мг/см²; 3 — полиэтиленовая стенка счетчика, толщиной 13 мг/см².

сутствии фона γ -излучения. Схематически этот счетчик изображен на рис. 49. Для того чтобы результаты измерений с этим счетчиком могли быть использованы для определения доз излучения по фор-

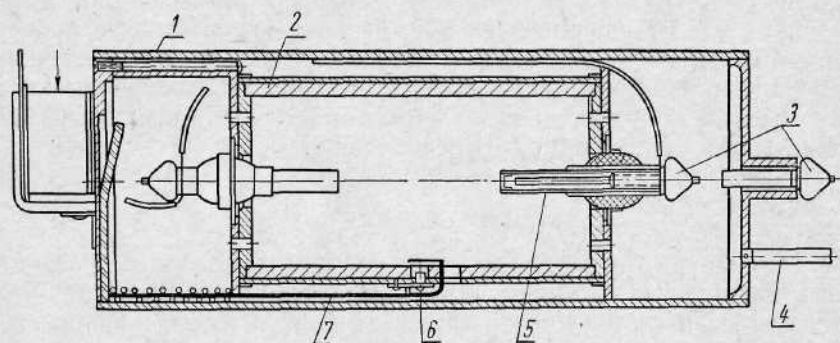


Рис. 49. Пропорциональный счетчик

1 — латунная трубка; 2 — полиэтиленовый вкладыш; 3 — коваровые вводы; 4 — ввод газа; 5 — устройство, формирующее электрическое поле; 6 — источник α -частиц; 7 — заслонка источника α -частиц.

муле Брегга-Грея, стенки таких счетчиков делают из тканеэквивалентной пластмассы и наполняют их тканеэквивалентным газом. В первоначальном варианте счетчик наполнялся этиленом, а стенки его были сделаны из полиэтилена. При этих условиях энергия, поглощенная единицей массы ткани, непосредственно определяется из результатов измерений. При измерении доз излучения быстрых нейтронов с помощью пропорционального счетчика регистрируются

только импульсы с большой амплитудой, создаваемые нейтронами, в то время как ионизационной камерой определяется суммарный заряд или измеряется ток, обусловленный всей ионизацией, созданной в камере.

Пропорциональные счетчики можно использовать и как абсолютный дозиметр быстрых нейтронов. Для этого счетное устройство счетчика должно быть подобрано так, чтобы амплитуда импульса была пропорциональна числу пар образованных ионов.

Для контроля неизменности показаний счетчика он снабжается радиоактивным альфа-излучателем (обычно Pu^{239}), который во время измерений закрывают металлической пластинкой. В литературе [42, 45] описано несколько конструкций таких счетчиков. Применение их в качестве абсолютного прибора (не требующего предварительной градуировки) основано на том, что чувствительный объем таких счетчиков определяется более или менее точно посредством особых трубок [46]. Тогда масса газа, находящегося в чувствительном объеме, легко подсчитывается, и отсюда определяется чувствительность детектора с помощью α -излучения, без использования источника нейтронов.

Доза излучения определяется полным числом импульсов. Поэтому площадь под кривой, изображающей скорость счета в зависимости от амплитуды импульса, соответствует дозе излучения. Как упоминалось выше, для исключения импульсов, создаваемых γ -излучением, обычно в электронном счетном устройстве имеется дискриминатор, позволяющий исключать из счета импульсы, амплитуда которых ниже уровня дискриминации. Малые по величине импульсы могут также создаваться и некоторой долей вторичных частиц, генерируемых нейтронами. Поэтому некоторая доля дозы нейтронного излучения не будет учитываться при этом методе дозиметрии. Однако эту долю f легко подсчитать. В табл. 30 приведено значение энергии

Таблица 30

Значение доли энергии f вторичных частиц (в процентах) при различных энергиях нейтронов

Уровень дискриминации ϵ	Энергия нейтронов E_n , Мэв						РoBe (α , n)	РoB (α , n)
	0,5	1,0	2,0	3,5	4,8	14		
2,6	8,9	2,0	1,5	1,3	1,4	2,5	1,4	0,6
5,3	19,5	9,4	4,1	3,5	2,8	8,5	4,5	2,8
7,8	32,0	12,9	7,6	5,4	5,9	16,2	10,1	6,5
10,5	52,6	23,5	12,3	9,1	9,8	25,8	14,4	9,9
13,2	73,0	33,3	18,8	12,8	16,2	36,9	20,5	15,2

вторичных частиц, которые не регистрируются системой пропорциональный счетчик — электронное устройство из-за того, что амплитуда импульсов, создаваемых ими, ниже уровня дискриминации.

Значение уровня дискриминации необходимо выбирать, исходя из условий измерения. Он зависит от энергии и интенсивности как нейтронного, так и γ -излучения. Метод определения доли энергии протонов, не учитываемой вследствие введения порога дискриминации [47], легко понять из графического изображения числа отсчетов пропорционального счетчика в зависимости от потенциала смещения (рис. 50). Кривые на рисунке соответствуют скорости счета от гамма-излучения Co^{60} для экспозиционных доз γ -излучения 1; 5; 10; 25; 50 и 100 $p/\text{ч}$ соответственно. Пользуясь рис. 50 и табл. 30, можно определить, что, например, при потенциале смещения, который необходим для дискриминации импульсов, создаваемых γ -излучением с мощностью экспозиционной дозы, равной 1 $p/\text{ч}$, для нейтронов PoBe (α, n)-источника f будет $\sim 10\%$. Необходимо отметить, что доля энергии, не учитываемой при введении порога дискриминации, может быть просто оценена из данных, аналогичных приведенным для иллюстрации на рис. 50, путем экстраполяции к нулевому значению уровня дискриминации кривой скорости счета в зависимости от потенциала смещения и последующего измерения площади под всей кривой.

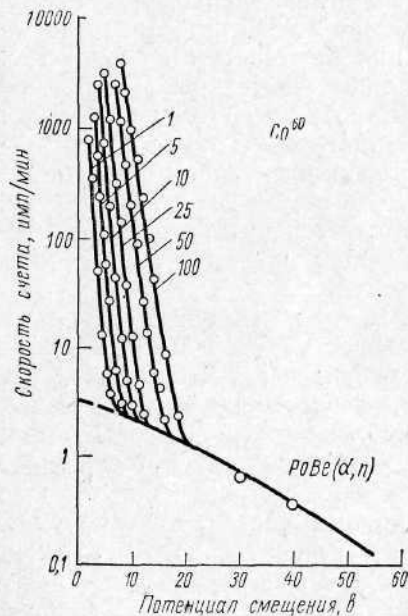


Рис. 50. Характеристики пропорционального счетчика.

В 1955 г. был предложен сферический пропорциональный счетчик и метод для экспериментального определения ЛПЭ [25, 48]. Счетчик был изготовлен из тканеэквивалентного материала и наполнен метаном. Спектр заряженных частиц, возникающих в стенках такого счетчика при его облучении нейтронами, будет таким же, как спектр, возникающий в окружающей ткани, при ее облучении тем же потоком нейтронов. Энергия, передаваемая заряженными частицами газу, наполняющему счетчик, при пересечении ими его внутренней полости, зависит от ЛПЭ и длины рассматриваемого участка трека заряженной частицы. При условии, если ЛПЭ заряженной частицы, пересекающей полость, не меняется или меняется незначительно и траектории заряженных частиц являются в основной их части прямыми линиями, зависимость потерь энергии частицами от направления их треков (геометрический фактор) может быть исключена соответствующим подбором электронного счетного устройства. Для

уменьшения изменения ЛПЭ заряженной частицы, при ее перемещении через полость счетчика, давление тканеэквивалентного газа в счетчике берут низким. Требование прямолинейности треков заряженных частиц ограничивает применение этого счетчика только для протонов отдачи и заряженных мезонов. Опыт подтвердил, что показания такого счетчика зависят от ЛПЭ для всех частиц, у которых линейные потери энергии больше 3—5 кэВ/мк . Поэтому, используя его совместно с тканеэквивалентной ионизационной камерой, можно анализировать радиационные поля смешанного излучения, т. е. определять отдельный вклад в суммарную дозу γ -излучения и нейтронов. Было также показано [49], что энергетический спектр распределения ЛПЭ, полученный с помощью такого счетчика, зависит от давления тканеэквивалентного газа в нем и что этот эффект является следствием статистических изменений линейных потерь энергии заряженными частицами. Недостатком пропорционального сферического счетчика является то, что он позволяет измерять мощность доз нейтронного излучения не более 0,5 рад/ч и требует использования многоканальных анализаторов импульсов.

РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время имеется мало данных об изменении дозы нейтронного излучения с изменением размеров и геометрии облучаемого материала. Для больших масс ткани, толщиной от 20 см и более, максимальная доза излучения существенно зависит от энергии нейтронов вплоть до энергий 10 кэВ .

В 1952 г. был предложен метод вычисления дозы [42], которая была впоследствии названа дозой первых столкновений нейтронов с ядрами материала. Эта доза определяется по уравнению

$$D(E) = \sum_i \sum_j N_i \sigma_{ij} \eta_{ij}(E), \quad (124)$$

где $D(E)$ — доза первых столкновений, создаваемая нейтронным потоком с энергией E в расчете на 1 г/см^2 ;

N_i — число ядер i -сорта, которые реагируют с нейтронами, и в результате этих реакций создаются заряженные частицы;

$\sigma_{ij}(E)$ — поперечное сечение для реакции типа j с ядрами типа i -сорта;

$\eta_{ij}(E)$ — кинетическая энергия, передаваемая нейтронами заряженной частице в реакции типа j с атомами i -сорта.

Необходимо подчеркнуть, что (124) дает полную кинетическую энергию, переданную заряженным частицам, и это уравнение строго справедливо для малого количества облучаемого материала, линейные размеры которого могут быть значительно меньше по сравнению с пробегами заряженных частиц. Однако на опыте дозу первых столкновений обычно определяют с детекторами, для которых существует равновесие заряженных частиц. Это требует введения поправок

в результате таких измерений на ослабление и рассеяние излучения в детекторе, иначе доза, подсчитанная по (124), может заметно отличаться от дозы, полученной в результате измерения. Для быстрых нейтронов и γ -излучения эти поправки обычно малы и составляют не более 10%. Однако, в случае измерения доз тепловых или релятивистских нейтронов, доза первых столкновений, подсчитанная по указанной формуле, может отличаться от измеренной дозы более чем в два раза. Часто дозу первых столкновений уподобляют экспози-

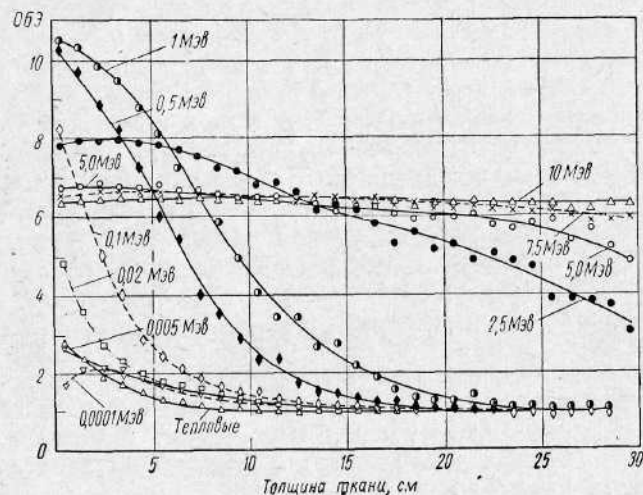


Рис. 51. Изменение коэффициента ОБЭ нейтронов в зависимости от изменения толщины ткани.

ционной дозе излучения, хотя это и не совсем справедливо. Так, например, говорят о распределении глубинных доз первых столкновений при облучении какого-либо материала потоком нейтронов. Так как вторичные частицы, генерируемые нейтронами, обычно имеют очень малые пробеги в ткани, доза первых столкновений в облучаемом материале практически совпадает с дозой излучения. При практических измерениях доз излучения часто стараются сделать детектор настолько малым, чтобы при помещении его в любую рассматриваемую точку поля излучения он существенно не нарушал бы нейтронного поля. Однако изготовление и использование таких приборов встречается с целым рядом трудностей. Например, ионизационные камеры, изготовленные с учетом выполнения условий равновесия заряженных частиц, часто имеют настолько большие линейные размеры, что их трудно использовать для измерений в нужных местах радиационного поля и, во всяком случае, их нельзя рассматривать как особый зондовый дозиметр. В случае использования таких детекторов для исследования поля доз нейтронов, их показания часто зависят от конструкции детектора. Однако отсчеты таких детекторов могут

быть выражены в терминах дозы первых столкновений, особенно, если количество материала, необходимое для установления равновесия заряженных частиц, не слишком велико и не велики многократные взаимодействия или поглощения падающего излучения. Если ионизационные камеры сделаны из тканеквивалентного материала со стенками толщиной около 3 мм, то, как показывают расчеты, их показания в пределах $\pm 5\%$ совпадают с дозой первых столкновений для нейтронов с энергией 0,5 МэВ. С другой стороны, эти же камеры для нейтронов с энергией ~ 2 МэВ могут дать показания на 15% больше, чем доза первых столкновений.

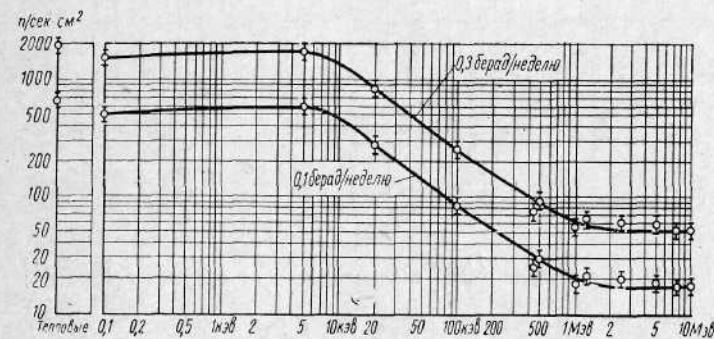


Рис. 52. Допустимые уровни нейтронного облучения.

В приложении III в конце книги на рисунках 1—9 приведены рассчитанные [50] по методу Монте-Карло глубинные дозы для нейтронов различной энергии. На рис. 51 показано изменение коэффициента ОБЭ с изменением толщины ткани для нейтронов различной энергии. В качестве параметра на кривых указана первоначальная энергия нейтронов.

Как видно из этого рисунка, особенно большое изменение коэффициента ОБЭ наблюдается у нейтронов с первоначальной энергией 0,5 и 1,0 МэВ.

Коэффициент ОБЭ для этих нейтронов изменяется от 10 на глубине нескольких миллиметров до 2 на глубине от 15 см и более.

На рис. 52 приведены допустимые плотности потоков в зависимости от энергии нейтронов при допустимых уровнях облучения, равных 0,1 и 0,3 бераду за 40-часовую рабочую неделю. Как видно из рисунка, допустимые уровни изменяются от 500—600 $n/сек \cdot см^2$ для тепловых нейтронов до 20 $n/сек \cdot см^2$ для быстрых нейтронов.

На рис. 53 приведены отношения максимальной дозы нейтронного излучения D_{max} , получаемой при облучении потоком нейтронов полубесконечной пластины ткани толщиной 30 см, к дозе первых (однократных) столкновений D_1 для различных энергий нейтронов. Как видно из этого рисунка, множитель или фактор накопления для

тепловых нейтронов может изменяться для широких пучков нейтронов от 1 до 5 в зависимости от толщины и геометрических размеров облучаемого объекта (ткани).

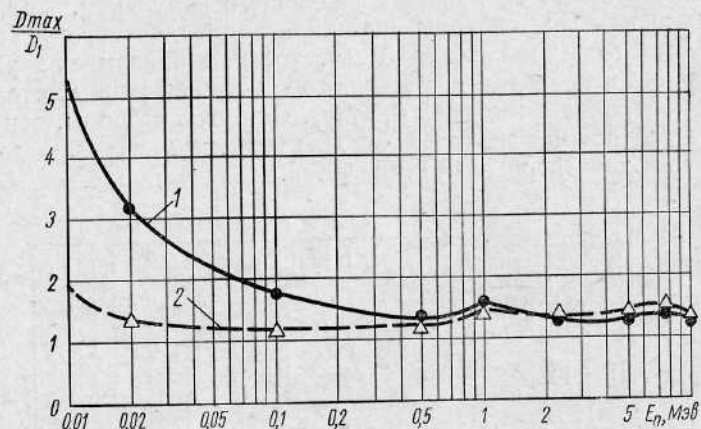


Рис. 53. Отношение $\frac{D_{\max}}{D_1}$ в зависимости от энергии нейтронов:
1 — без учета ОБЭ; 2 — с учетом ОБЭ.

Определение доз нейтронного излучения по плотности потока нейтронов

В связи с тем, что пока еще нет дозиметров, пригодных для прямых измерений доз нейтронного излучения, допустимые уровни нейтронного излучения часто указывают в терминах плотности потоков нейтронов. Поэтому важно иметь формулы, по которым можно рассчитать дозы излучения, создаваемые нейтронами различных энергий, исходя из знания плотности потока нейтронов. М. И. Шальновым [5] подробно разобран этот вопрос, и мы поэтому ограничимся только кратким его изложением и приведем соответствующие формулы. Речь ниже будет идти об определении дозы нейтронного излучения в мягкой ткани среднего человека.

Доза тепловых нейтронов. Обычно в практике приходится сталкиваться с определением дозы тепловых нейтронов, образующихся в облучаемом объекте в результате замедления быстрых нейтронов. В этом случае основная энергия нейтронов поглощается в процессах упругого рассеяния первичных быстрых нейтронов. Однако, как следует из подсчетов и опытов, доза тепловых нейтронов, образовавшихся в результате замедления быстрых нейтронов, будет составлять ~11% (для нейтронов с первоначальной средней энергией 1 Мэв).

В мягкой ткани быстрый нейтрон превращается в тепловой за время приблизительно равное 10^{-4} сек. Для определения глубинного распределения нейтронов различной энергии при облучении тканеэквивалентного фантома быстрыми нейтронами обычно применяют пороговые детекторы. В качестве детекторов используют раз-

личные тонкие фольги из индия, золота, марганца или эти же фольги, завернутые в кадмий. Опыт показал, что распределение нейтронов по энергиям зависит от спектрального состава первичных нейтронов и геометрических размеров фантома.

В работах [51—55] экспериментально определено распределение тепловых нейтронов в различных средах при облучении этих сред быстрыми нейтронами. Характерным признаком всех кривых, изображающих распределение тепловых нейтронов в различных средах, при облучении этих сред потоками быстрых нейтронов, в зависимости от глубины, является наличие максимума на некоторой глубине облучаемого объекта. По мере дальнейшего увеличения глубины, распределение плотности потока тепловых нейтронов уменьшается по экспоненциальному закону.

Как уже отмечалось, для тепловых нейтронов характерны два процесса взаимодействия с ядрами атомов тканеэквивалентной среды:

$$N^{14}(n, p)C^{14} \text{ и } H^1(n, \gamma)H^2.$$

Глубинные дозы, создаваемые первой реакцией, обусловлены, в основном, протонами с энергией $E_p = 0,62$ Мэв, пробеги которых в ткани составляют всего ~15 мк (β-излучением C^{14} можно пренебречь из-за большого периода полураспада, равного примерно 5600 годам).

Средняя мощность дозы нейтронного излучения $P_{n,p}$ за счет этой реакции определяется по формуле

$$\bar{P}_{n,p} = N_N \sigma_0 \bar{E}_p \bar{J}_{\text{эф}} \quad (125)$$

или

$$\bar{P}_{n,p} = 2,16 \cdot 10^{-13} \frac{\bar{J}_{\text{эф}}}{\rho} \text{ вт/кг}, \quad (126)$$

где $N_N \sigma_0$ — макроскопическое сечение захвата тепловых нейтронов ядрами атомов азота, равное $\sim 2,18 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$;

\bar{E}_p — средняя энергия протонов, образуемых в первой реакции, равная 0,62 Мэв;

$\bar{J}_{\text{эф}}$ — среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в рассматриваемой среде в н/сек·см²;

ρ — плотность среды в г/см³.

Формулу (126) можно переписать в виде

$$\bar{P}_{n,p} = 2,16 \cdot 10^{-11} \frac{\bar{J}_{\text{эф}}}{\rho} \text{ рад/сек.} \quad (127)$$

Распределение глубинных доз за счет второй реакции определяется как характером распределения тепловых нейтронов в ткани, так и поглощением 2,2 Мэв γ-квантов в ткани. Ионизация ткани будет обусловлена за счет комптон-электронов, возникающих при взаимодействии γ-излучения с атомами ткани.

Как показали расчеты [5], средняя мощность дозы, за счет реакции $H^1(n, \gamma)D^2$ в тканеэквивалентном фантоме, по своим линейным размерам подобном человеку, определяется по формуле

$$\bar{P}_{n,\gamma} = 0,74 \mu \bar{J}_{\text{эф}}, \quad (128)$$

где μ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения в ткани для $E_\gamma = 2,2 \text{ Мэв}$;

$\bar{J}_{\text{эф}}$ — среднее значение плотности потока тепловых нейтронов в рассматриваемой среде.

Если мощность дозы излучения выражать в вт/кг или рад/сек , то формулы будут иметь вид

$$\bar{P}_{n,\gamma} = 1,18 \cdot 10^{-10} \frac{\mu \bar{J}_{\text{эф}}}{\rho} \text{ вт/кг} \quad (129)$$

или

$$\bar{P}_{n,\gamma} = 1,18 \cdot 10^{-8} \frac{\mu \bar{J}_{\text{эф}}}{\rho} \text{ рад/сек}, \quad (130)$$

где ρ — плотность среды в г/см^3 .

Для водяного фантома $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ и $\mu = 0,025 \text{ см}^{-1}$, поэтому

$$\bar{P}_{n,\gamma} = 3 \cdot 10^{-12} J_{\text{эф}} \text{ вт/кг} \simeq 3 \cdot 10^{-10} J_{\text{эф}} \text{ рад/сек}. \quad (131)$$

На основании (125) и (126) суммарная средняя мощность дозы тепловых нейтронов, обусловленная обеими реакциями для тканеэквивалентного фантома ($\rho = 1 \text{ г/см}^3$ и $\mu = 0,025 \text{ см}^{-1}$), будет равна

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \bar{P}_{n,p} + \bar{P}_{n,\gamma} = 0,22 \cdot 10^{-12} \bar{J}_{\text{эф}} + 3 \cdot 10^{-12} \bar{J}_{\text{эф}} = \\ &= 3,2 \cdot 10^{-12} \bar{J}_{\text{эф}} \text{ вт/кг} \end{aligned} \quad (132)$$

или

$$\bar{P} = 3,2 \cdot 10^{-10} \bar{J}_{\text{эф}} \text{ рад/сек}. \quad (132')$$

Доза быстрых нейтронов. При вычислении дозы быстрых нейтронов полезно, следуя [5], различать два случая: 1) используются узкие пучки моноэнергетических нейтронов и 2) используются широкие пучки моноэнергетических нейтронов.

Ослабление потоков в узких пучках быстрых моноэнергетических нейтронов происходит по экспоненциальному закону. Вследствие малости длины пробега протонов отдачи в ткани, по сравнению со средней эффективной длиной пробега нейтронов, глубинные дозы быстрых нейтронов определяются законом ослабления потока нейтронов при прохождении их через вещество

$$J_x = J_0 \cdot e^{-N\sigma x}, \quad (133)$$

где J_0 , J_x — плотности потоков нейтронов на поверхности среды и на глубине x соответственно;

$N\sigma = \Sigma$ — макроскопическое сечение ослабления потока быстрых нейтронов в данной среде.

Полный пробег протонов в ткани в рассматриваемом интервале энергий не превышает 4 мм. Средняя эффективная длина свободного пробега нейтронов в ткани, облучаемой узким пучком нейтронов, равная обратной величине суммы макроскопических сечений ядер атомов ткани, будет

$$\lambda = 2,8 E_n^{0,5} \text{ см}, \quad (134)$$

где E_n — энергия нейтронов в Мэв .

Глубинные мощности доз нейтронного излучения определяются по формуле

$$P_x = P_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (135)$$

где P_0 и P_x — мощности доз излучения на поверхности и на глубине ткани x соответственно

$$P_0 = J_0 \sum N_i \sigma_i \bar{E}_i, \quad (136)$$

где J_0 — плотность потока быстрых нейтронов на поверхности среды;

$N_i \sigma_i$ — макроскопическое сечение ядер атомов ткани;

\bar{E}_i — средняя энергия ядра отдачи.

Как известно, основной вклад в дозу быстрых нейтронов дают протоны отдачи ($\sim 90\%$). На долю С, N и O приходится только около 10% всей поглощенной тканью энергии. При приближенных подсчетах можно считать, что

$$\sum N_i \sigma_i \bar{E}_i = a \bar{E}_p \sum N_i \sigma_i, \text{ где } a \sim 1.$$

В этом случае

$$P_0 = J_0 = \frac{\bar{E}_p}{\lambda}, \text{ так как } \lambda = \frac{1}{\sum N_i \sigma_i},$$

и

$$P_0 = J_0 \frac{E_n}{2\lambda}$$

или

$$P_0 = 0,18 J_0 E_n^{0,5}, \quad (137)$$

где E_n — энергия нейтронов в Мэв ;

J_0 — плотность потока быстрых нейтронов в $\text{н/сек} \cdot \text{см}^2$.

Если P_0 выражать в вт/кг или рад/сек , (137) можно переписать в следующем виде:

$$P_0 = 0,286 \cdot 10^{-10} J_0 E_n^{0,5} \text{ вт/кг} \quad (138)$$

или

$$P_0 = 0,286 \cdot 10^{-8} J_0 E_n^{0,5} \text{ рад/сек}. \quad (139)$$

При этом предполагается, что плотность мягкой ткани $\rho = 1 \text{ г/см}^3$.

Для широких пучков моноэнергетических нейтронов глубинные дозы были впервые вычислены в работе [50] по методу Монте-Карло.

При этих вычислениях полная доза быстрых нейтронов рассматривалась как состоящая из дозы быстрых нейтронов, создаваемой нейтронами в процессе их замедления до тепловых энергий, и из дозы тепловых нейтронов, обусловленной тепловыми нейтронами. Ткань рассматривалась как однородная смесь Н, С, N и О со следующим весовым составом:

	Н	С	N	О
Весовой состав, %	10,1	12,1	4,0	73,6
Атомная плотность ($10^{22} \text{ атом/см}^3$) . . .	6,02	0,602	0,171	2,76

При всех вычислениях учитывались только упругие столкновения нейтронов с ядрами атомов четырех сортов, входящих в состав ткани; поглощение водородом по реакции (n, γ) ; поглощение азотом по реакции (n, γ) или (n, α) . Наибольший вклад в дозу дает взаимодействие нейтронов с ядрами атомов водорода и кислорода. Результаты этих вычислений приведены в приложении III. Из-за многократного рассеяния нейтронов, при облучении тканей широкими пучками нейтронов, происходит увеличение поверхностной и глубинной доз. Это увеличение доз излучения, по сравнению с дозами излучения, обусловленными узкими пучками нейтронов, принято учитывать коэффициентом (множителем) накопления B . Значение B зависит от энергии нейтронов E_n и геометрических размеров облучаемых объектов g , а также от глубины x рассматриваемой точки облучаемого объекта

$$B = B(E, g, x).$$

Мощность глубинной дозы, создаваемой широким пучком нейтронов P'_x , определяется по уравнению

$$P'_x = BP_x = BP_0 \cdot e^{-\frac{x}{L}}, \quad (140)$$

где P_0 и P_x — мощности глубинной дозы для узкого пучка нейтронов на поверхности объекта и на глубине x соответственно;

L — длина релаксации для широкого пучка нейтронов.

Согласно работе [56] $P'_0 = BP_0 \approx 1,3P_0$, где P'_0 — мощность дозы излучения на поверхности облучаемого объекта для широкого пучка моноэнергетических нейтронов.

В работе [57] дается следующее выражение для B :

$$B = 2,37 \left(1 - 0,365 \cdot e^{-\frac{x}{3}} \right), \quad (141)$$

справедливое для энергий нейтронов от 0,5 до 15 Мэв. Согласно [5] длина релаксации для широких пучков L связана с длиной релаксации для узких пучков нейтронов l соотношением

$$L = 1,44l. \quad (142)$$

Из (138) и (139), используя (38), имеем

$$P'_x = 2,37 \left(1 - 0,365 \cdot e^{-\frac{x}{3}} \right) P_0 \cdot e^{-0,7 \frac{x}{l}} \quad (143)$$

при $x = 0$; $B = 1,5$; $P_0 = 1,5P_0$.

Из (141) видно, что при облучении биологических тканей мощности доз быстрых нейтронов на поверхности могут быть больше соответствующих поверхностных мощностей доз при облучении узким пучком нейтронов в 1,5 раза.

Необходимо отметить, что при облучении широкими пучками моноэнергетических нейтронов биологических тканей часть энергии отражается на границе раздела воздух — ткань (альbedo). Ниже приведены величины альbedo на поверхности ткани для нейтронов различных энергий:

Энергия нейтронов, Мэв . . .	0,5	1,0	2	33	4	5
Альbedo $\frac{D_{\text{погл}}}{D_{\text{пад}}}$, %	90	92	94	92	83	89

Альbedo для приведенных энергий нейтронов изменяются от 6 до 17%. Это значит, что до 17% энергии нейтронов, падающей на поверхность ткани, отражается от нее.

При облучении тканей потоками нейтронов, имеющими сложный спектр, глубинные тканевые дозы определяются путем нормирования кривых для моноэнергетических нейтронов по первичному спектру:

$$D_n = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} D_E(x) n(E) dE, \quad (144)$$

где $D_E(x)$ — функция глубинного распределения поглощенной энергии для моноэнергетических нейтронов;

$n(E)$ — относительное число нейтронов в спектре, приходящееся на единичный энергетический интервал, с энергией в диапазоне от E до $E + \Delta E$.

В большинстве случаев $n(E)$ трудно выразить аналитически, поэтому (144) аналитически не интегрируется. Для PoBe (α, n)-и PoB (α, n)-источников нейтронов имеются экспериментальные данные относительно распределения глубинных доз. Согласно работам [58, 59] мощность дозы нейтронов P_x для указанных источников в некоторой точке тканезквивалентного фантома, расположенной на расстоянии x от его поверхности, определяется уравнением

$$P_x = \frac{P_0}{(R+x)^2} B \cdot e^{-\frac{x}{L}}, \quad (145)$$

где P_0 — мощность дозы быстрых нейтронов от указанных источников на поверхности фантома;

R — расстояние от источника нейтронов до поверхности фантома;

B — коэффициент накопления;

L — длина релаксации.

Величины B и L приведены в табл. 31.

Т а б л и ц а 31

Источник	Фантом	B	L , см
PoBe (α, n)	Малых размеров	1,33	11,33
	Полубесконечное пространство	1,20	10
PoBe (α, n)	Полубесконечное пространство	1,56	7,5

ГЛАВА VI

МЕТОДЫ ПЕРЕДАЧИ РАЗМЕРА ЕДИНИЦ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ И ЭКСПОЗИЦИОННОЙ НЕЙТРОННОЙ ДОЗЫ (НЕД) И ПРИМЕНЯЕМАЯ АППАРАТУРА

ПОВЕРОЧНЫЕ СХЕМЫ

Задача метрологии нейтронного излучения — после выбора основных единиц измерений обеспечить наиболее точное воспроизведение и сохранение их размера на протяжении возможно длительного времени и передачу размера единиц от эталонов к образцовым и рабочим нейтронным излучателям, радиометрам и дозиметрам с наименьшим отклонением от размера единиц, воспроизводимых эталонами [1].

Правильность показаний нейтронных радиометра и дозиметра устанавливается путем их поверки, т. е. сопоставления результатов измерений одной и той же физической величины поверяемым и образцовым приборами. Необходимо, чтобы результаты поверки одного и того же прибора в различных государственных поверочных лабораториях были тождественными, т. е. совпадали в определенных пределах. Это достигается путем установления определенного порядка соподчинения при сличении эталонов с образцовыми приборами, а также поверки рабочих приборов по образцовым приборам. Для сохранения единообразия нейтронных измерений и верности применяемых измерительных приборов по всему Советскому Союзу важную роль играет использование одних и тех же методов поверки и аппаратуры в различных лабораториях. Применяемые методы должны обеспечить необходимую точность передачи размера единицы.

Официальными документами, устанавливающими соподчинение эталонов и образцовых мер и приборов, а также порядок и погрешности передачи размеров единиц измерения от эталонов к образцовым и рабочим приборам, являются поверочные схемы. В поверочных схемах указываются основные методы поверки. В соответствии с существующим положением, разработка поверочных схем по всем видам измерений возложена на Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ).

Из всех единиц, применяемых в настоящее время для характеристики нейтронных потоков и нейтронных полей (см. гл. V), наиболее целесообразным представляется воспроизведение размера

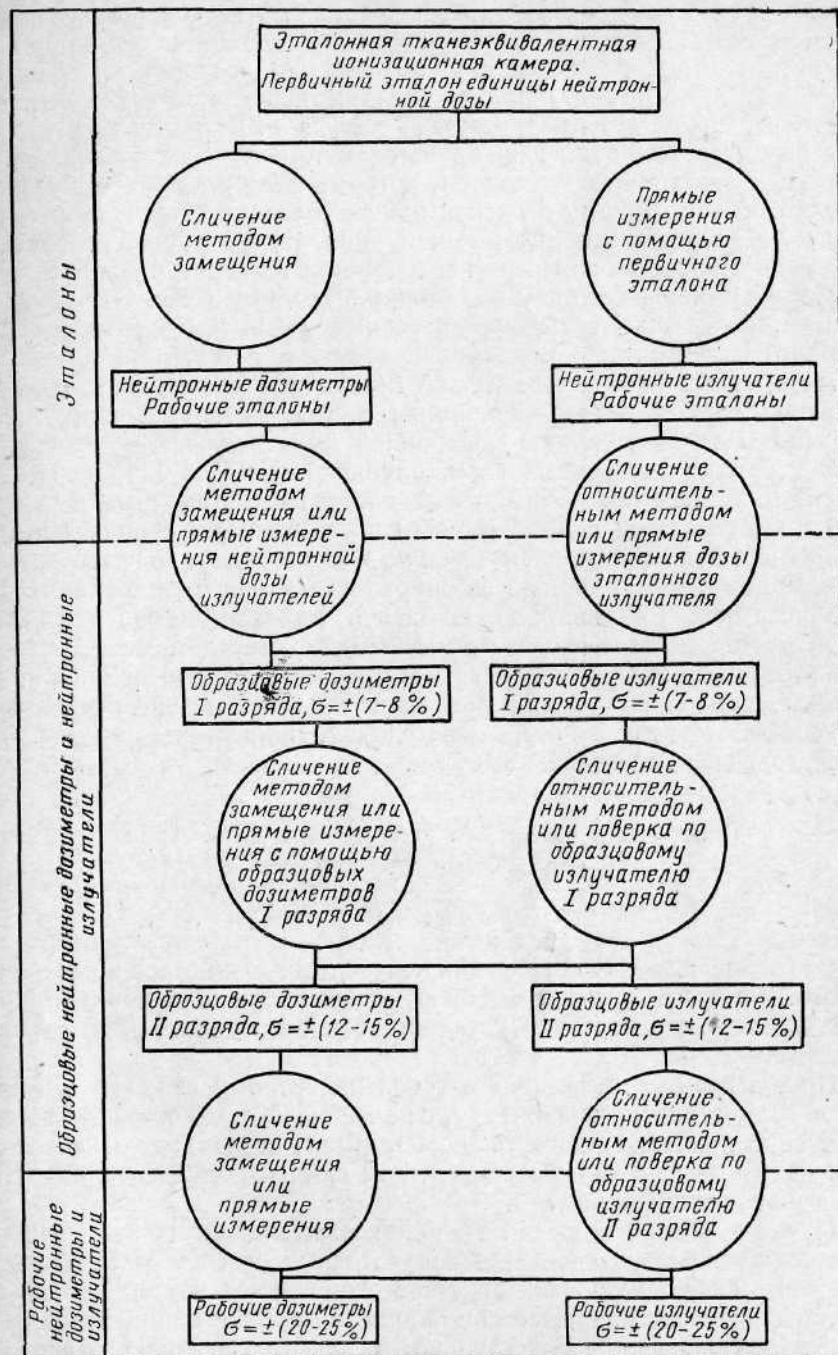


Рис. 54. Поверочная схема для нейтронных дозиметров и нейтронных излучателей.

только двух единиц — плотности потока нейтронов и экспозиционной дозы нейтронного излучения. С принципиальной точки зрения, наиболее общей единицей измерения доз ионизирующего излучения любого вида, в том числе и нейтронного излучения, является единица дозы излучения — *джоуль на килограмм* облученного вещества или рад. Однако, как уже отмечалось, в настоящее время пока трудно создать эталон, который непосредственно воспроизводит бы эту единицу в лабораторных условиях с требуемой точностью. Для этого необходимо иметь аппаратуру, которая обеспечивала бы возможность измерения возрастания температур облучаемых объектов примерно на одну миллионную градуса в час. Это трудно осуществить для рентгеновского и γ -излучений и тем более для нейтронного излучения.

Поэтому мы рассмотрим только поверочные схемы, регламентирующие порядок передачи единицы плотности потока нейтронов и единицы экспозиционной нейтронной дозы нед.

В сборнике поверочных схем, опубликованных в [2], во главе рассматриваемых поверочных схем поставлены эталонные методы. Нам представляется целесообразным в соответствии с проведенной во ВНИИМ в мае 1962 г. дискуссией по этому вопросу, во главе любой области измерений, если она не опирается на какую-либо естественную физическую постоянную, поставить эталон, понимая под этим совокупность методов и средств измерений, которые позволяют воспроизводить, хранить и передавать размер единицы измерения с наивысшей для данного уровня развития науки и измерительной техники точностью. Поэтому в поверочных схемах, приведенных на рис. 54 и 55, во главе поставлены эталоны.

Поверочная схема для нейтронных дозиметров и нейтронных излучателей (рис. 54)

Эталоны

Во главе поверочной схемы для нейтронных дозиметров и нейтронных излучателей, градуируемых в единицах экспозиционной нейтронной дозы — нед, поставлен эталон, воспроизводящий размер этой единицы.

Эталон должен представлять собой нейтронный излучатель (или набор излучателей) и аппаратуру, с помощью которой обеспечивается измерение ионизационного тока насыщения, создаваемого нейтронным излучателем в тканезквивалентном газе, наполняющем полость тканезквивалентной камеры.

Путем прямых измерений эталоном экспозиционных нейтронных доз, создаваемых нейтронными излучателями, эти излучатели аттестуются в качестве рабочих эталонов единицы нед. Путем непосредственных сличений показаний эталона с показаниями нейтронных дозиметров последние аттестуются в качестве рабочих эталонов единицы нед. Первичный эталон осуществляется во ВНИИМ.

Образцовые нейтронные дозиметры и нейтронные излучатели I разряда

Образцовые нейтронные дозиметры и излучатели I разряда аттестуются во ВНИИМ.

Передача правильного значения единицы экспозиционной дозы нейтронов — нед дозиметрам производится либо путем сличения их показаний с показаниями рабочих эталонов методом замещения, т. е. поочередного измерения мощности экспозиционной дозы одного и того же поля нейтронного излучения эталонной камерой и камерой поверяемого нейтронного дозиметра I разряда, либо поверкой дозиметра I разряда по эталонному излучателю.

Образцовые нейтронные излучатели I разряда градуируются путем сличения относительным методом мощностей экспозиционных доз, создаваемых поверяемым и эталонным излучателями, или путем прямых измерений мощности экспозиционной дозы, создаваемой излучателем в определенных условиях опыта с помощью эталонного нейтронного дозиметра. Образцовые нейтронные дозиметры и нейтронные излучатели I разряда применяются во ВНИИМ и других институтах Государственного комитета стандартов, мер и измерительных приборов СССР, в ГКЛ и в головных лабораториях министерств и ведомств.

Образцовые нейтронные дозиметры и нейтронные излучатели II разряда

Передача правильного значения неда образцовым дозиметрам II разряда осуществляется путем сличения их с образцовыми дозиметрами I разряда методом замещения или поверкой по образцовому нейтронному излучателю I разряда.

Градуировка образцовых излучателей II разряда производится либо путем сличения относительным методом мощностей доз, создаваемых ими, и однотипным излучателем I разряда (в одних и тех же условиях), либо путем прямых измерений мощности экспозиционной дозы, создаваемой излучателем в определенных условиях.

Образцовые дозиметры и нейтронные излучатели II разряда применяются во ВНИИМ и других институтах Государственного комитета стандартов, мер и измерительных приборов СССР, ГКЛ и ведомственных лабораториях, ведущих поверку рабочих дозиметров и нейтронных излучателей.

Рабочие нейтронные дозиметры и рабочие нейтронные излучатели

Поверка рабочих нейтронных дозиметров производится либо путем сличения их показаний с показаниями образцовых дозиметров II разряда методом замещения, либо измерениями экспозиционных доз или мощностей экспозиционных доз в нейтронных полях, создаваемых образцовыми нейтронными излучателями II разряда.

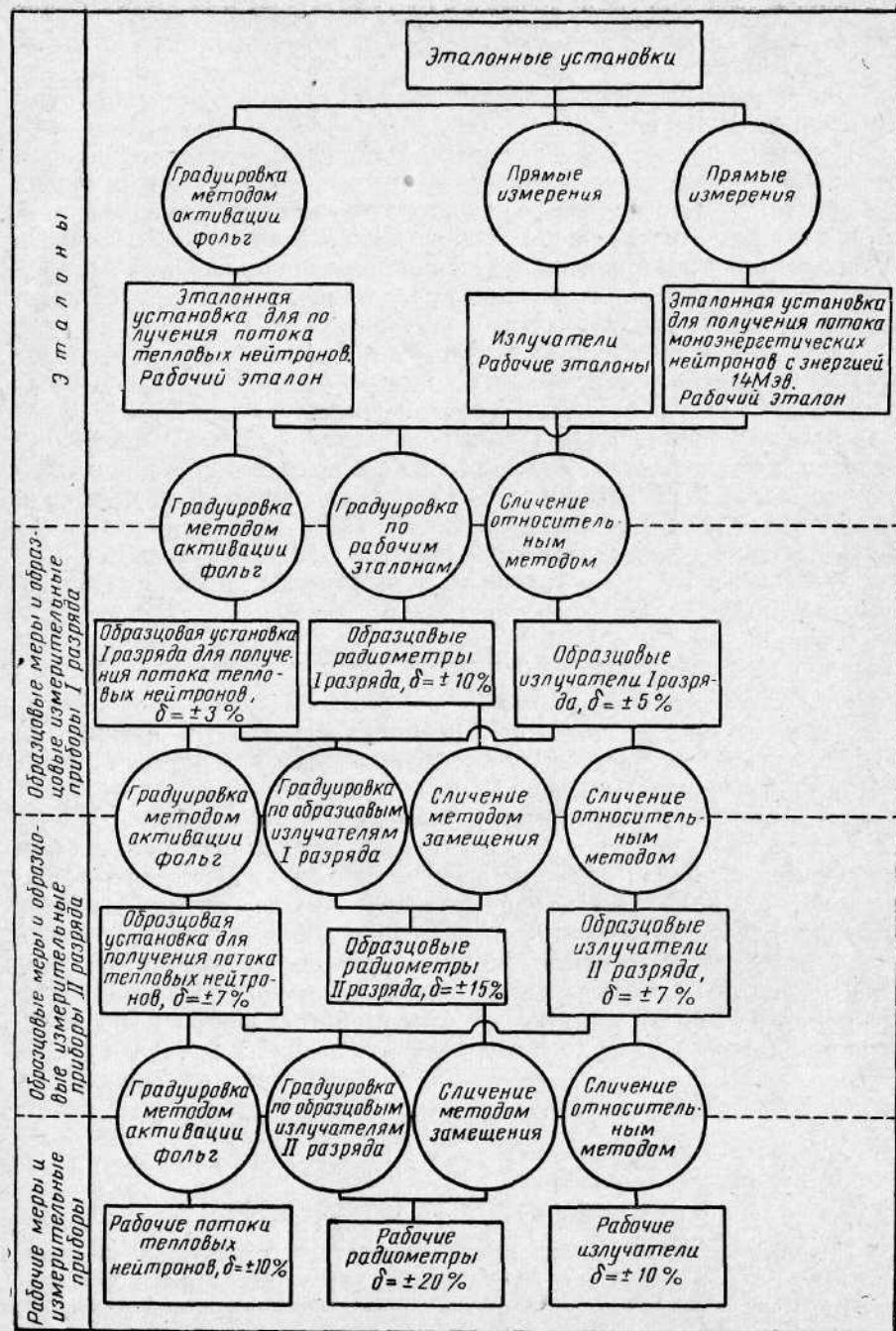


Рис. 55. Поверочная схема для нейтронных радиометров и нейтронных излучателей.

Рабочие нейтронные излучатели поверяются путем сличения относительным методом мощностей экспозиционных доз, создаваемых ими, с мощностью экспозиционных доз аналогичных образцовых нейтронных излучателей II разряда в одних и тех же условиях, либо путем прямого измерения мощности экспозиционной дозы излучения с помощью образцового нейтронного дозиметра.

Поверочная схема для нейтронных радиометров и нейтронных излучателей (рис. 55)

Эталоны

Во главе поверочной схемы в настоящее время представляется наиболее целесообразным поставить эталонные установки, воспроизводящие размер единицы плотности потока нейтронов. Эталонные установки должны включать в себя нейтронный излучатель и установки, обеспечивающие:

- измерение методом активации марганца полного внешнего излучения излучателя с определением абсолютными методами наведенной активности Mn^{56} ;
- измерение методом активации золота полного внешнего излучения излучателя в водяном баке с определением активности Au^{198} абсолютным методом $4\pi\beta, \gamma$ -совпадений;
- определение числа испускаемых нейтронов методом сопутствующих частиц.

Каждый из упомянутых методов с соответствующей аппаратурой может применяться в качестве рабочего эталона при градуировке образцовых нейтронных радиометров I разряда и образцовых нейтронных излучателей I разряда.

В связи с тем, что в настоящее время измерения плотности потока нейтронов в какой-либо точке нейтронного поля могут быть произведены с меньшей точностью, чем измерения полного внешнего выхода нейтронов нейтронного излучателя, излучатели градуируются по полному внешнему излучению, т. е. полному числу нейтронов, испускаемых излучателем в телесном угле 4π стер. Предполагая, что излучатель является сферически симметричным, плотность прямого потока на некотором расстоянии R от излучателя в воздухе определяется по формуле (без учета фона рассеянных нейтронов):

$$J = \frac{N}{4\pi R^2} \cdot e^{-R\Sigma} n/\text{сек} \cdot \text{см}^2, \quad (146)$$

где J — плотность потока нейтронов на расстоянии R см от излучателя нейтронов;

N — внешнее нейтронное излучение нейтронного излучателя;

Σ — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами атомов, входящих в состав воздуха.

В случае, если внешнее излучение эталонного нейтронного излучателя сферически не симметрично, необходимо учитывать асимметрию внешнего нейтронного излучения.

Рабочий эталон плотности потока тепловых нейтронов градуируется по групповому эталону методом активации золотых фольг с определением активности фольг методом $4\pi\beta$, γ -совпадений. Рабочий эталон потока моноэнергетических быстрых нейтронов ($\sim 14 \text{ Мэв}$) аттестуется методом прямых измерений плотности потока тепловых нейтронов, создаваемых в процессе замедления, групповым эталоном.

*Образцовые нейтронные радиометры
и образцовые нейтронные излучатели I разряда*

Образцовые установки I разряда, воспроизводящие единицу плотности потока тепловых нейтронов, градуируются по рабочему эталону потока тепловых нейтронов методом активации золотых фольг.

Образцовые нейтронные радиометры I разряда аттестуются методом непосредственных измерений плотностей потоков, создаваемых эталонными нейтронными излучателями.

Образцовые нейтронные излучатели I разряда аттестуются путем сличения относительным методом плотностей потоков, создаваемых аттестуемым излучателем и эталонным излучателем.

*Образцовые нейтронные радиометры
и образцовые нейтронные излучатели II разряда*

Образцовые установки II разряда, воспроизводящие единицу плотности потока тепловых нейтронов, аттестуются по образцовым установкам I разряда методом активации фольг.

Образцовые нейтронные радиометры II разряда аттестуются либо путем сличения их показаний с показаниями образцового нейтронного радиометра I разряда методом замещения, либо путем непосредственных измерений плотностей потоков, создаваемых образцовыми нейтронными излучателями I разряда. Образцовые нейтронные излучатели II разряда аттестуются путем сличения относительным методом плотностей потоков, создаваемых аттестуемым излучателем и образцовым нейтронным излучателем I разряда такого же спектрального состава. Образцовые нейтронные радиометры и образцовые нейтронные излучатели применяются в учреждениях Государственного комитета стандартов, мер и измерительных приборов СССР и в ведомственных организациях, выполняющих поверочные работы.

*Рабочие нейтронные радиометры
и рабочие нейтронные излучатели*

Плотности потоков тепловых нейтронов различных установок определяются (поверяются) методом активации фольг, предварительно проградуированных на образцовой установке II разряда, воспроизводящей единицу плотности потока тепловых нейтронов.

Рабочие нейтронные радиометры проверяются по образцовым нейтронным радиометрам методом замещения. Рабочие нейтронные

радиометры могут проверяться методом непосредственных измерений плотностей потоков нейтронов, создаваемых образцовыми нейтронными излучателями II разряда.

Рабочие нейтронные излучатели проверяются путем сличения относительным методом плотностей потоков, создаваемых поверяемым излучателем и образцовым излучателем II разряда.

АБСОЛЮТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ

Задача определения абсолютным методом числа нейтронов, испускаемых радиоактивными источниками нейтронов, представляет большой научный и практический интерес.

Как мы уже отмечали, при современном развитии экспериментальной техники проблема измерения спектра нейтронов является весьма сложной и недостаточно разработанной применительно к точным измерениям, вследствие чего прямые измерения плотностей нейтронных потоков с высокой степенью точности (около 1%) в настоящее время почти невозможны.

Задача определения выхода нейтронов может быть решена с высокой точностью (около 1%), особенно для некоторых типов фото-нейтронных источников.

Большинство существующих абсолютных методов можно объединить в следующие группы:

1. Методы, основанные на абсолютном измерении плотности потока тепловых нейтронов, создаваемых в процессе замедления быстрых нейтронов, испускаемых источником, помещенным в воду, графит или любой другой подходящий замедлитель.

Интегрируя полученные значения плотности потоков по всему объему замедлителя, можно получить величину полного внешнего излучения нейтронного источника.

2. Методы, связанные с абсолютными измерениями числа заряженных частиц, сопутствующих образованию нейтронов.

3. Методы, основанные на использовании ядерного реактора. При этом источник и поглотитель с известным сечением поглощения тепловых нейтронов вводятся в тепловую колонну реактора с последующим измерением абсолютной β -активности поглотителя.

Существует еще ряд косвенных методов для определения нейтронного излучения источников. Из них следует отметить прежде всего метод, основанный на сравнении нейтронного выхода радиоактивного источника с выходом нейтронов, получаемых в реакции $T(d, n) He^4$, который, в свою очередь, определяется в результате абсолютных измерений числа сопутствующих α -частиц.

Наивысшую точность измерений выхода нейтронов позволяют получить следующие методы:

а) метод активации раствора $MnSO_4$ в воде с последующим измерением активности Mn^{54} абсолютным методом;

б) метод с использованием водяного бака в сочетании с абсолютным измерением активности золотой фольги при помощи техники $4\pi\beta$ - γ -совпадений;

в) метод сравнения выхода нейтронов, радиоактивного источника с выходом нейтронов в реакции $T(d, n)He^4$ при помощи детектора с постоянной чувствительностью в широком диапазоне энергии.

Метод активации раствора $MnSO_4$ в воде с последующим абсолютным измерением наведенной активности Mn^{56}

В центре большого бака с раствором $MnSO_4$ в воде помещается исследуемый источник. При этом быстрые нейтроны источника замедляются в основном на ядрах водорода до тепловых энергий, а затем захватываются ядрами Mn^{55} с образованием радиоактивного изотопа Mn^{56} ($T_{1/2} = 2,58$ ч). Обычно источник [для примера, $RaBe(\gamma, n)$] выдерживается в баке с раствором в течение промежутка времени около 5—6 $T_{1/2}$, что необходимо для получения активности насыщения. При насыщении часть атомов Mn^{56} распадается, однако, в общем число распадов Mn^{56} в единицу времени равняется числу нейтронов, захваченных ядрами Mn^{55} . После этого источник убирается и раствор тщательно перемешивается механическим путем. Затем, измеряя наведенную активность Mn^{56} абсолютным методом, можно сравнительно точно определить нейтронный выход источника.

Пусть N — число нейтронов, испускаемых источником в единицу времени. В процессе замедления быстрых нейтронов в баке устанавливается стационарное распределение плотностей потока нейтронов. Тогда

$$N = \int C(x, y, z) dV = n \int \int J(x, y, z, E) \sigma(E) dE dV, \quad (147)$$

где $C(x, y, z)$ — число нейтронов, захватываемых средой в единице объема в единицу времени в точке с координатами (x, y, z) ;

n — число ядер в единице объема;

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

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

Если поместить в точку с координатами (x, y, z) детектор, обладающий сечением захвата нейтронов с энергией E — $\sigma'(E)$, то число нейтронов, захваченных в единице объема и за единицу времени таким детектором $C'(x, y, z)$, можно записать как

$$C'(x, y, z) = n' \int J(x, y, z, E) \sigma'(E) dE, \quad (148)$$

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

Причем, в отсутствии детектора число нейтронов, поглощающихся в единице объема и за единицу времени в замедлителе, равно

$$C(x, y, z) = n \int J(x, y, z, E) \sigma(E) dE. \quad (149)$$

Однако, для того, чтобы определить значение C на основании измерения величины C' , необходимо знать спектр нейтронов и характер изменения σ и σ' с энергией нейтронов. Как показал опыт, в замедлителе нейтроны, как правило, захватываются при тепловых энергиях, а в этой области, как известно, сечение захвата для большинства элементов, использующихся в замедлителях, изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов. Таким образом, для сечения захвата нейтронов σ с энергией E можно записать

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2}, \quad (150)$$

где σ_0 — сечение захвата нейтронов с энергией E_0 . Подставляя это выражение в формулу (149), получим

$$C(x, y, z) = n \sigma_0 E_0^{1/2} \int J(x, y, z, E) E^{-1/2} dE. \quad (151)$$

Для случая, когда сечение захвата нейтронов у элемента, содержащегося в детекторе, так же меняется по закону $\frac{1}{v}$, имеем

$$C'(x, y, z) = n' \sigma'_0 E_0^{1/2} \int J(x, y, z, E) E^{-1/2} dE. \quad (152)$$

Откуда легко получить

$$C = C' \frac{n}{n'} \frac{C_0}{C'_0}. \quad (153)$$

Подставляя (153) в выражение (147), последнее можно записать

$$N = \frac{n}{n'} \frac{\sigma_0}{\sigma'_0} \int C'(x, y, z) dV. \quad (154)$$

При этом для источника со сферически симметричным угловым распределением нейтронов (154) можно переписать в виде

$$N = 4\pi \frac{n}{n'} \frac{\sigma}{\sigma_0} \int C'(r) r^2 dr. \quad (155)$$

При методе активации раствора $MnSO_4$ в воде детектирующим элементом является сам замедлитель, а физическое интегрирование осуществляется путем тщательного перемешивания всего активного раствора с последующим измерением полной усредненной активности раствора. Если размеры бака достаточно большие (например, для бака с диаметром и высотой, равными 1 м), то можно считать, что практически все нейтроны, испускаемые источником, помещенным в центре бака, замедляются до тепловых энергий и захватываются ядрами водорода или марганца. Зная отношение сечений захвата тепловых нейтронов в марганце и водороде, можно рассчитать количество актов захвата в марганце $\left(\frac{1}{\gamma}\right)$ по отношению к общему числу актов захвата. Пренебрегая поглощением быстрых нейтронов

в процессе замедления, для части нейтронов, захватываемых ядрами марганца, можно написать выражение

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{n_{Mn} \cdot \sigma_{Mn}}{n_{Mn} \sigma_{Mn} + n_S \cdot \sigma_S + n_H \cdot \sigma_H}, \quad (156)$$

где n_{Mn} , n_S , n_H — число ядер атомов марганца, серы и водорода соответственно;

σ_{Mn} , σ_S , σ_H — сечения захвата тепловых нейтронов ядрами атомов марганца, серы и водорода соответственно.

Поскольку $n_{Mn} = n_S$, выражение (156) можем записать иначе

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_S}{\sigma_{Mn}} + \frac{n_H}{n_{Mn}} \cdot \frac{\sigma_S}{\sigma_{Mn}}}. \quad (157)$$

Если предположить, что сечения поглощения нейтронов для всех ядер атомов, находящихся в баке, следуют закону $\frac{1}{v}$, то общее число актов захвата тепловых нейтронов в баке с раствором $MnSO_4$, а значит, и полное число быстрых нейтронов, испускаемых источником, можно записать в следующем виде

$$N = \gamma \cdot N_{Mn}. \quad (158)$$

Наиболее важной проблемой в этом методе является абсолютное определение активности раствора. Можно из облученного раствора взять небольшое количество $MnSO_4$ и из него приготовить источник для абсолютного β -счета. Однако активность такого β -источника сравнительно мала для того, чтобы измерить ее достаточно точно. Поэтому обычно используется следующий прием. Из бака берется около 1 л раствора и облучается в мощном потоке тепловых нейтронов (например, в реакторе). Затем небольшая часть этого раствора используется для приготовления источника для абсолютного β -счета. Оставшаяся часть активного раствора выливается обратно в неактивный бак, и после тщательного перемешивания измеряется распределенная активность при помощи какого-либо погружаемого детектора. В качестве высоко чувствительного погружаемого детектора можно использовать сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaJ, хотя в принципе активность можно измерять и любым другим γ -детектором, например, группой параллельно соединенных счетчиков Гейгера-Мюллера.

Обозначим через A_s — скорость счета погруженного детектора при облучении раствора нейтронным источником; A_a — скорость счета погруженного детектора в растворе $MnSO_4$, когда к нему добавили 1 л высокоактивного раствора; $A_{4\pi}$ — скорость счета для источника, приготовленного из объема в 0,07 л $MnSO_4$ и измеренного абсолютным методом. Тогда отношение абсолютной активности в баке к скорости счета погруженного счетчика α , в случае, когда к объему раствора в баке добавляется 1 л высокоактивного раствора, составит

$$\alpha = \frac{1000}{0,07} \cdot \frac{A_{4\pi}}{A_a}. \quad (159)$$

Коэффициент α характеризует абсолютную активность раствора в баке, приходящуюся на один отсчет погруженного счетчика. После такой калибровки погружаемого детектора в абсолютных единицах, для абсолютной активности раствора $MnSO_4$ при равновесии, а значит, и для числа нейтронов, захватываемых в единицу времени ядрами марганца, можно записать

$$N_{Mn} = \alpha \cdot A_s. \quad (160)$$

Поскольку сечение марганца не точно подчиняется закону $\frac{1}{v}$ в надтепловой области, в результаты измерений необходимо ввести поправку β (около 1%) [3].

Тогда выражение для выхода нейтронов окончательно можно записать как

$$N = \frac{(1 + \beta) n_{Mn} \sigma_{Mn} + n_S \cdot \sigma_S + n_H \sigma_H}{(1 + \beta) n_{Mn} \sigma_{Mn}} \alpha A_s. \quad (161)$$

Например, при концентрации водного раствора марганца, содержащего около 30,31% $MnSO_4$ по весу, количество действительных актов захвата нейтронов на 1,7% больше, чем в случае, если бы сечение поглощения следовало закону $\frac{1}{v}$. В этом примере коэффициент β равняется 0,017 [4].

Следует отметить некоторые особенности методики активации марганца. Прежде всего, размеры бака должны быть достаточно большими, чтобы обеспечить возможность нейтронам всех энергий замедлиться и поглотиться. В результате, большая часть раствора $MnSO_4$ подвергается воздействию довольно низкого потока тепловых нейтронов, и поэтому усредненная активность получается сравнительно низкой, чтобы измерять ее непосредственно. Вместо относительных измерений активности можно прокалибровать погружаемый детектор, чтобы показания его было бы возможно интерпретировать абсолютно. Для этого необходимо исследовать его чувствительность, когда известная активность марганца смешивается в баке. Такая процедура позволяет определить абсолютное число распадов в Mn^{56} , в баке, соответствующее одному отсчету погружаемого детектора.

Концентрация раствора может быть определена достаточно точно как непосредственно химическим путем, так и по измерениям плотности раствора с последующим расчетом по соответствующим таблицам.

Некоторым недостатком метода является то, что он требует знания отношения сечений захвата тепловых нейтронов. Однако развитие весьма точной методики для измерения эффективных сечений позволяет производить калибровку фотонейтронных источников с погрешностью, близкой к 1%, что в настоящее время по точности измерений превышает другие методы. Наиболее точные значения сечений по данным работы [5] приводятся ниже:

$$\sigma_H = 0,332 \pm 0,002 \text{ барн}$$

$$\sigma_S = 0,49 \pm 0,02 \text{ барн}$$

$$\sigma_{Mn} = 13,16 \pm 0,11 \text{ барн}$$

При вычислении выхода нейтронов по формуле [161] необходимо учесть ряд поправок.

1. Поправка на поглощение надтепловых нейтронов в марганце. Величина этой поправки была рассчитана в работе [3] путем оценки резонансного интеграла утечки, для данной концентрации $MnSO_4$.

2. Поправка на поглощение нейтронов ядрами водорода в процессе замедления. Для случая бака с чистой водой эта поправка рассчитана в работе [3] и составляет $0,008 \pm 0,001$.

3. Поправка на поглощение быстрых нейтронов в реакции $O^{16}(n, \alpha) C^{13}$ и $S^{32}(n, \alpha) Si^{29}$; $S^{32}(n, p) P^{32}$. Эта поправка существенна при калибровке $RaBe$ (α, n) и $PoBe$ (α, n)-источнителей. Причем, реакция на кислороде идет при энергиях нейтронов выше 4 Мэв; на сере — более 2 Мэв. Естественно, что такие нейтроны не достигают области тепловых энергий и поэтому не участвуют в процессе активации марганца.

Потери быстрых нейтронов за счет поглощения в кислороде определялись экспериментально [6], где сравнивались плотности замедления нейтронов до 1,44 эв в воде и в парафиновом масле, которое не содержало кислорода. По данным этой работы, для $RaBe$ (α, n)-источника около 2,5% быстрых нейтронов поглощаются кислородом воды. Позднее это значение было уточнено: $2,2 \pm 0,3\%$ [4]. Расчетное значение величины поглощения быстрых нейтронов в кислороде [7] составило 3% для $RaBe$ (α, n)-источника.

Используя последние теоретические и экспериментальные данные по измерениям сечения реакции $O^{16}(n, \alpha) C^{13}$ в интересующем диапазоне энергий нейтронов, можно оценить поправку на поглощение быстрых нейтронов в воде κ по формуле

$$\kappa = \int_{E_t}^{\infty} \frac{N(E) \sigma_0(E) dE}{\sigma_H(E)}, \quad (162)$$

где $N(E) dE$ — число нейтронов источника, приходящихся на энергетический интервал от E до $E + \Delta E$;

$\sigma_0(E)$ — сечение захвата нейтронов кислородом;

$\sigma_H(E)$ — сечение рассеяния на водороде;

E — энергия нейтронов;

t — энергетический порог реакции захвата (для кислорода он равен 4 Мэв).

В табл. 32 приводятся поправки на поглощение быстрых нейтронов в результате реакции $O^{16}(n, \alpha) C^{13}$ в воде.

Таблица 32

Тип источника	Расчетное значение	Экспериментальное значение
	% к полному внешнему нейтронному излучению	
$RaBe$ (α, n)	3,0 [7]	$2,2 \pm 0,3$ [4, 6]
$RaBe$ (α, n)	$1,8 \pm 0,4$ [8]	$0,7 \pm 1,3$ [8]
$PoBe$ (α, n)	—	$3,4 \pm 2,1$ [9]
$T(d, n) He^4$	—	25 [10]

На основании результатов, полученных в работах [6, 8], рассматриваемая поправка равна $(2,0 \pm 0,2)\%$.

4. Поправка на поглощение быстрых нейтронов в результате реакции $S^{32}(n, \alpha) Si^{29}$ и $S^{32}(n, p) P^{32}$. Так как число ядер серы мало по сравнению с количеством ядер кислорода, поправкой на поглощение быстрых нейтронов в ряде случаев можно пренебречь. Однако для особо точных измерений эту поправку можно оценить путем сравнения сечений поглощения для серы и кислорода, в интересующей нас области энергии нейтронов [11].

Для бака с раствором $MnSO_4$ в воде, содержащим 1060 г/л кислорода, 105 г/л водорода, 189 г/л марганца, 111 г/л серы, расчетное значение поправок на поглощение быстрых нейтронов (в %) приводится в табл. 33. Плотность раствора $\sim 1,465$ г/см³.

Таблица 33

Поглощение нейтронов в растворе $MnSO_4$ в воде [8]

Тип источника	Поглощение $S(n, p) + S(n, \alpha)$	Поглощение $O^{16}(n, \alpha)$	Общее поглощение
Деление	$0,20 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,05$	$0,54 \pm 0,05$
$PoBe$ (α, n)	$0,80 \pm 0,05$	$2,00 \pm 0,49$	$2,80 \pm 0,50$
$RaBe$ (α, n)	$0,97 \pm 0,05$	$2,39 \pm 0,49$	$3,36 \pm 0,50$

5. Поправка на поглощение тепловых нейтронов в источнике. Поправку можно определить, измеряя эффект поглощения в материале, из которого сделан источник, располагая последний вокруг источника и интегрируя плотность нейтронов по всему объему бака. По данным работы [6] для источника с суммарным сечением поглощения для контейнера и материала активной массы, равным 1 см², в баке с чистой водой, поправка составляет 0,75% от числа испускаемых нейтронов. Наличие марганца приводит к уменьшению плотности потока тепловых нейтронов в любой точке замедлителя. Для источника с суммарным сечением поглощения 1,16 см², находящегося в баке с раствором $MnSO_4$, поглощение тепловых нейтронов равнялось $(0,4 \pm 0,2)\%$ [4].

6. Поправка на утечку тепловых нейтронов из бака. Величина утечки может быть установлена двумя методами:

а) плотность тепловых нейтронов вокруг источника, находящегося в баке с водой, умноженная на квадрат расстояния до источника, на расстояниях, больших 20 см, спадает экспоненциально. Полагая, что площадь под кривой простирается вплоть до границ бака, можно оценить число нейтронов, покидающих бак, по формуле

$$f = 1,5 \cdot e^{-0,10r}, \quad (163)$$

где r — расстояние от источника до края бака.

Так как на основании данных работы [10] добавление борной кислоты к чистой воде поглотителя не изменяет сильно доли нейтронов, покидающих бак, то это выражение можно использовать для раствора $MnSO_4$ в воде [4]. Помимо этого длина замедления нейтронов в воде и в водном растворе $MnSO_4$ отличается не очень сильно; б) по данным работы [12], в которой измерялась зависимость поглощения нейтронов в растворе $MnSO_4$ при различных размерах бака, величину утечки можно оценить по формуле

$$f = 1,9 \cdot e^{-0,105 \cdot r}. \quad (164)$$

Для бака с диаметром равным 85 см и такой же высотой утечка нейтронов от $RaBe(\alpha, n)$ -источника составляет $(1,4 \pm 0,4)\%$.

Основными источниками погрешностей в методе активации марганца являются:

- 1) погрешность в сечениях σ_{Mn} , σ_H , σ_{Mn} ;
- 2) погрешность измерения активности Mn^{56} в баке;
- 3) погрешность, связанная с утечкой тепловых нейтронов из бака, которая может быть сведена к минимуму путем выбора соответствующих размеров бака;
- 4) погрешность в поправке на поглощение быстрых нейтронов в реакции $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$;
- 5) погрешность определения концентрации раствора $MnSO_4$.

Погрешностью в поправочном множителе, учитывающем поглощение быстрых нейтронов в результате реакции $S(n, p)$ и $S(n, \alpha)$, можно пренебречь.

В заключение отметим, что при тщательном выполнении эксперимента и при отработке методики измерений можно измерить выход нейтронов $RaBe(\alpha, n)$ -источника с погрешностью менее 1,5%, а в случае $RaBe(\gamma, n)$ -источника — с погрешностью около 1%.

Основными преимуществами данного метода следует считать нечувствительность к возможной асимметрии излучателя и возможность использования методики для сравнения источников с одинаковым и различным спектральным составом.

Метод измерения полного внешнего излучения источника в водяном баке путем определения наведенной активности Au^{198} абсолютным методом $4\pi\beta$ - γ -совпадений

В случае бака с чистой водой формулу (155) можно записать в виде

$$N = 4\pi v_0 \cdot n_H \sigma_H \int_0^\infty J(r) r^2 dr, \quad (165)$$

где v_0 — средняя скорость тепловых нейтронов.

Если детектором тепловых нейтронов является тонкая фольга с сечением поглощения тепловых нейтронов σ_0 , атомным весом M и весом m в г, то наведенная активность в фольге $A'(r)$ будет равна

$$A'(r) = n' V' J(r) \sigma', \quad (166)$$

где n' — число атомных ядер в единице объема фольги;
 σ' — сечение поглощения тепловых нейтронов материалом фольги;
 V' — объем фольги.

Тогда формулу (165) можно переписать в виде:

$$N = \frac{4\pi \sum_i n_i \sigma_i}{n' V' \sigma'} \int_0^\infty A'(r) \{1 + \varepsilon_i(r)\} r^2 dr, \quad (167)$$

где ε_i — доля нейтронов, поглощаемых ядрами в течение процесса замедления

или

$$N = \frac{4\pi \sum_i n_i \sigma_i}{n' V' \sigma'} (1 + \varepsilon_{i\text{cp}}) \int_0^\infty A'(r) r^2 dr, \quad (168)$$

где

$$\varepsilon_{i\text{cp}} = \frac{\int_0^\infty A'(r) \varepsilon_i(r) r^2 dr}{\int_0^\infty A'(r) r^2 dr}. \quad (169)$$

Для случая чистой воды, выражение (169) запишется как

$$N = 4\pi \frac{M \sigma_H (1 + \varepsilon_{\text{cp}})}{M_{1/2} H_2 O \sigma'} \int_0^\infty A(r) r^2 dr, \quad (170)$$

где σ_H — сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами атомов водорода.

В процессе измерения исследуемый источник подвешивается в центре большого бака, наполненного чистой водой, с диаметром и высотой, равными 1 м. Для измерения распределения плотности потока тепловых нейтронов в зависимости от расстояния обычно используют индиевые фольги, поскольку в результате их активации возникают короткоживущие радиоактивные изотопы. Полученное распределение нормируется путем абсолютных измерений плотности нейтронного потока в одной или нескольких точках. Измерения осуществляются с помощью золотых фольг, абсолютная активность которых определяется $4\pi\beta$, γ -совпадений. Фольги располагаются в алюминиевых держателях.

Для получения большей точности желательно иметь четыре фольги, устанавливая их на одинаковом расстоянии от источника симметрично под углом 90° . Расстояние между источником и фольгой можно измерить точно при помощи катетометра.

Обычное время выдержки индиевой фольги составляет около 54 мин, в целях уменьшения эффекта активации In^{115} ($T_{1/2} = 4,5$ ч),

который наблюдается в результате неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах In^{115} . В этом методе измерения на малых расстояниях от источника, т. е. в области больших плотностей потоков тепловых нейтронов, желательнее производить фольгами, имеющими небольшие геометрические размеры. На расстояниях больше 10—12 см, где плотность потока значительно меньше, необходимо использовать большие фольги. Следует отметить, что плотность потока тепловых нейтронов на малых расстояниях от источника имеет большой градиент, вследствие чего активность индиевой фольги со стороны источника на 1,5—2% больше, чем с наружной, в зависимости от толщины фольги. Этот так называемый эффект самоэкранирования фольги следует учитывать в практических измерениях. Если фольга бесконечно тонкая, такого эффекта не будет. Кроме того, необходимо выполнить вторую серию аналогичных измерений, покрывая фольги кадмиевым экраном, после чего определяется резонансная активность.

Для абсолютной калибровки индиевых фольг желательнее использовать золотую фольгу, активность которой можно измерить абсолютными методами с большой точностью. Можно рекомендовать метод $4\pi\beta$, γ -совпадений [13], как наиболее точный, или метод $4\pi\beta$ -пропорционального счетчика. При абсолютных измерениях активности золота при помощи $4\pi\beta$ -счетчика важно знать коэффициент самопоглощения. Для этого несколько золотых фольг с различной толщиной облучаются и исследуется их активность в зависимости от толщины фольги.

Поправка на самопоглощение определяется, как правило, путем экстраполяции к нулевой толщине фольги. Для Au^{198} ($E_\beta = 0,957 \text{ Мэв}$) поправка для фольги в 2 мг/см^2 составляет 1,027.

Перед тем, как построить графическую зависимость величины $A(r)r^2$ в функции от расстояния, необходимо в полученные экспериментальные значения ввести следующие поправки:

1) на возмущение нейтронного потока при измерениях с индиевой фольгой, обусловленное поглощением и рассеянием нейтронов в кадмиевом экране. Для экрана с толщиной в 0,5 мм и индиевой фольги 42 мг/см^2 поправочный множитель составляет 1,054 [14];

2) на возмущение плотности потока тепловых нейтронов в воде, вызванное присутствием индиевой фольги. Эту поправку можно оценить по формуле (93).

Например, для фольги размерами $\pi r^2 = 1 \text{ см}^2$ и толщиной $qd = 0,0423 \text{ г/см}^2$, полагая, что $L = 2,76 \text{ см}$, $\lambda_{\text{пер}} = 0,425 \text{ см}$ и $\sigma_a = 168 \text{ барн}$, соответствующие поправки равны:

$$f_1 = 1 + 0,0242 = 1,0242,$$

$$f_2 = 1 + 0,0334 = 1,0334.$$

Следует отметить, что возмущение, вносимое квадратной фольгой, приблизительно равно возмущению от круглой фольги той же площади. После введения поправок строится графическая зависимость

$A(r)r^2$. При этом в области расстояний, меньших, чем 5 см, кривая экстраполируется в нуль, если предположить, что справедливо распределение Гаусса для теплового нейтронного потока в этой области. На больших расстояниях (более 30 см) наведенная активность в фольге ничтожно мала, и ее довольно трудно измерить. Кроме того, эффект утечки нейтронов из бака приводит к тому, что действительная плотность тепловых нейтронов у стен бака мала и искажена. Поэтому считается, что на расстояниях более 30 см плотность потока спадает по экспоненциальному закону, что и подтверждается многочисленными экспериментами.

При помощи метода графического интегрирования определяется площадь под кривой, которую разбивают на участки:

$$S_1 = \int_0^{30} Ar^2 dr \quad (171)$$

и

$$S_2 = \int_{30}^{\infty} Ar^2 dr,$$

причем

$$S = S_1 + S_2.$$

Перед тем, как рассчитать величину полного внешнего излучения, необходимо внести следующие поправки:

1) на возмущение плотности потока тепловых нейтронов, обусловленное присутствием золотой фольги в замедлителе. Для фольги с поверхностной плотностью в 2 мг/см^2 этой поправкой можно пренебречь;

2) на поглощение нейтронов водородом воды в процессе замедления. По данным работы [15], эту поправку ϵ_H можно принять равной $0,008 \pm 0,001$;

3) на поглощение быстрых нейтронов в H_2O в результате реакции $\text{O}^{16}(n, \alpha)\text{C}^{13}$. Эта поправка для нейтронов $\text{RaBe}(\alpha, n)$ -источника составляет $\approx 2,0 \pm 0,2\%$;

4) на поглощение тепловых нейтронов в источнике. Поправка зависит от размеров нейтронного источника и в некоторых случаях может достигать величины около 1%.

Основными источниками погрешностей определения выхода нейтронов являются:

1) погрешность в определении поперечных сечений. По данным работы [5]

$$\sigma_H = 0,332 \pm 0,002 \text{ барн},$$

$$\sigma_{\text{Au}} = 98,8 \pm 0,3 \text{ барн};$$

2) статистическая погрешность построения зависимости $A(r)r^2$, не превышающая обычно $\pm 1\%$;

3) погрешность за счет экстраполяции в диапазоне $r < 5 \text{ см}$ и $> 30 \text{ см}$, что в сумме составляет около $\pm 1,5\%$;

4) погрешность абсолютного определения активности золотой фольги $\pm 1\%$;

5) погрешность ($\pm 0,5\%$) за счет поправки на поглощение тепловых нейтронов в источнике. Для уменьшения этой поправки рекомендуется источник располагать в небольшой полости, что приводит к ослаблению плотности потока тепловых нейтронов вблизи источника, а значит, и уменьшает поглощение тепловых нейтронов;

6) погрешность (меньше $\pm 0,3\%$) за счет поправки на поглощение быстрых нейтронов в реакции $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$.

После учета всех упомянутых поправок погрешность окончательного результата при использовании метода с водяным баком в сочетании с золотыми фольгами составляет около $\pm (2-3)\%$ для $RaBe(\alpha, n)$ -источников.

Метод определения нейтронного выхода радиоактивного источника путем сравнения с выходом нейтронов, возникающих в реакции $T(d, n)He^4$, при помощи детектора с постоянной чувствительностью

Для определения выхода радиоактивных источников необходимо:

1. Определить выход моноэнергетических нейтронов с $E_n \sim 14$ Мэв, возникающих в реакции $T(d, n)He^4$, по методу сопутствующих частиц.

2. Градуировать детектор с постоянной чувствительностью по нейтронам разных энергий. В качестве такого детектора можно использовать замедлитель из графита (например, призму). Действительно, для замедляющей среды, в которой длина диффузии больше длины замедления, как например, у графита, можно найти такую область, в которой плотность тепловых нейтронов почти не зависит от энергии первичных нейтронов. Обычно в этой области помещаются детекторы тепловых нейтронов, например, группа параллельно соединенных борных счетчиков. Такая система обладает постоянной чувствительностью в широком диапазоне энергий нейтронов. Однако, учитывая большую разницу в спектральном составе сравниваемых нейтронных источников (обычно сравнивается $RaBe(\alpha, n)$ -источник с $T(d, n)He^4$), необходимо графитовую призму градуировать в каждом конкретном случае при помощи набора источников нейтронов с различной энергией. Чувствительность подобного детектора в области высокой энергии ($E_n = 14$ Мэв) падает, что обусловлено поглощением быстрых нейтронов в результате ядерной реакции на углероде $C^{12}(n, \alpha)Be^9$ ($Q = 5,75$ Мэв, порог $\sim 8,2$ Мэв).

Для учета интегрального эффекта поглощения углеродом нейтронов с энергией 14 Мэв был предложен следующий способ [16]. В полость графитовой призмы вносилось большое количество водорода в виде парафинового шара, что вызывало смещение спектра нейтронов, входящих в призму, и приводило к поглощению медленных нейтронов, а значит, и к изменению условий замедления нейтронов в призме. На основании подобных экспериментов было установлено,

что относительная чувствительность графитовой призмы к нейтронам с энергией в 14 Мэв на 13% меньше по сравнению с чувствительностью для энергий в диапазоне 0,1—8 Мэв. Проблема абсолютных измерений потока нейтронов с энергией 14 Мэв по методу сопутствующих частиц уже рассматривалась в гл. IV. Там же были сформулированы основные требования, предъявляемые к подобной установке и к α -счетчику в особенности.

При сравнении выхода нейтронов источника N с выходом нейтронов N_p , возникающих в реакции $T(d, n)He^4$, можно записать:

$$N = \frac{B_{ист}}{B_p} \cdot N_p, \quad (172)$$

где $B_{ист}$ и B_p — скорости счета борных счетчиков при регистрации нейтронов от источника и из реакции;

причем

$$N_p = \frac{4\pi}{\Omega} \cdot B_\alpha, \quad (173)$$

где Ω — телесный угол, выделяемый α -счетчиком;

B_α — скорость счета α -частиц.

В полученный результат необходимо ввести следующие экспериментальные поправки [16]:

1) на фон нейтронов с энергией 2,5 Мэв, образующихся в реакции $D(d, n)He^3$ на дейтерии, набиваемом в циркониево-тритиевую мишень;

2) на размножение нейтронов в материале крепления мишени, вследствие реакции $(n, 2n)$;

3) на фон протонов отдачи, образующихся в α -счетчике;

4) на асимметрию углового распределения α -частиц.

Помимо этого необходимо контролировать стабильность нейтронного выхода в процессе всего эксперимента. Следует также учитывать асимметрию в угловом распределении нейтронов у $RaBe(\alpha, n)$ -источника. Точность метода для случая $RaBe(\alpha, n)$ -источника составляет около 3—4%. Несколько лучшие результаты были получены в работе [10], в которой аналогичное сравнение производилось путем интегрирования по всему объему плотности тепловых нейтронов в баке с парафиновым маслом при помощи двух длинных борных счетчиков. Погрешность измерения около 2,5%.

ЭТАЛОННЫЕ И ОБРАЗЦОВЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

В соответствии с поверочными схемами (см. рис. 54 и 55), для передачи единицы плотности потока нейтронов от эталонов к рабочим нейтронным излучателям и рабочим радиометрам и дозиметрам предусмотрены образцовые нейтронные излучатели. Представляется целесообразным сформулировать основные требования, которым должны удовлетворять эталонные и образцовые нейтронные излучатели.

1. Выход нейтронов эталонных и образцовых излучателей должен быть постоянным во времени или изменяться как можно меньше со временем по известному закону.

2. Излучатели должны иметь хорошую воспроизводимость, т. е. два однотипных нейтронных излучателя, приготовленные по одинаковой технологии, должны иметь одинаковый выход нейтронов при прочих равных условиях; при этом желательно, чтобы излучатель был прост в изготовлении.

3. Излучатель должен иметь относительно большой выход нейтронов, чтобы обеспечить возможность аттестации его с наивысшей точностью.

4. Энергетический спектр нейтронов излучателя должен быть хорошо известным и таким, чтобы излучатель мог легко сличаться с широко используемыми излучателями других типов.

5. Материал, из которого приготовлен эталонный или образцовый излучатель, не должен существенно искажать первичный спектр нейтронов вследствие процессов рассеяния и поглощения.

6. Излучатель должен быть легко транспортабельным.

7. Любое сопутствующее излучение не должно мешать использованию излучателя в качестве эталонного или образцового излучателя нейтронов.

8. Желательно, чтобы излучатель имел небольшие геометрические размеры.

9. Желательно, чтобы угловое и энергетическое распределение нейтронов, испускаемых эталонным или образцовым излучателями, было сферически симметричным.

В настоящее время не существует нейтронных излучателей, удовлетворяющих всем этим требованиям. Поэтому межведомственное совещание специалистов, посвященное разработке технических требований на образцовые нейтронные излучатели, состоявшееся во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева в январе 1962 г., рекомендовало в качестве эталонных и образцовых нейтронных излучателей следующие типы излучателей:

$\text{RaBe}(\gamma, n)$,

$\text{PuBe}(\alpha, n)$,

$\text{RaBe}(\alpha, n)$,

$\text{AcBe}(\alpha, n)$.

В качестве величины, которой надлежит характеризовать нейтронные излучатели, совещание рекомендовало принять выход нейтронов, выражаемый в нейтронах в секунду.

По нашему мнению, нейтронные излучатели должны также аттестовываться по мощности экспозиционной нейтронной дозы в нед, создаваемой этими излучателями в определенных условиях.

В целях уменьшения асимметрии в угловом распределении нейтронов, совещание рекомендовало изготавливать эталонные и образцовые нейтронные излучатели в виде сферы или цилиндра с высотой, равной диаметру, с обязательным выполнением условия, чтобы геометрический центр излучателя совпадал с центром его активной

массы. Асимметрия углового распределения нейтронов не должна превышать $\pm 2\%$.

Совещание установило номиналы (по выходу) нейтронных излучателей, требования к чистоте исходного материала и материалу оболочек, геометрические размеры излучателей и способы герметизации активной массы излучателя.

✓ **$\text{RaBe}(\gamma, n)$ -излучатели** должны изготавливаться одного номинала, с содержанием 200 мг элемента радия (в виде RaBr_2), заключенного в стеклянную оболочку диаметром 7 мм. Для получения нейтронов по реакции (n, γ) оболочка с радием помещается в бериллиевый шар диаметром 40 мм, состоящий из двух свинчивающихся полусфер. Для размещения радия в центре шара имеется полость соответствующих размеров.

Примеси мезотория в радии не должны превышать 1% (по весу), примеси бария не должны быть более 5%.

Количество нейтронов, испускаемых ампулой с радием в отсутствии бериллиевой сферы, не должно превышать 200 $n/\text{сек}$.

✓ **$\text{PuBe}(\alpha, n)$ -излучатели.** Излучатели из Pu^{239} должны изготавливаться следующих номиналов: 10^3 , 10^4 , 10^5 и 10^6 $n/\text{сек}$. Номиналы должны быть выдержаны с погрешностью, не превышающей $\pm 20\%$, включая погрешность измерения выхода нейтронов. Излучатели должны изготавливаться в виде интерметаллического соединения PuBe_{13} . Для обеспечения постоянства нейтронного выхода примеси Pu^{241} не должны превышать 0,1% (по весу от Pu^{239}). Активная масса плутониевого излучателя заключается в герметическую оболочку из нержавеющей стали в форме цилиндра с диаметром, равным высоте. Толщина стенок оболочки из нержавеющей стали должна быть одинаковой по всем направлениям и равной 4 мм.

✓ **$\text{RaBe}(\alpha, n)$ -излучатели.** Эти излучатели должны изготавливаться следующих номиналов: 10^4 , 10^5 , 10^6 и 10^7 $n/\text{сек}$. Отклонение от номинала не должно превышать $\pm 15\%$, включая погрешность определения выхода нейтронов. Требования к чистоте радия аналогичны требованиям, предъявляемым к $\text{RaBe}(\gamma, n)$ -излучателям. Плотность радий-бериллиевого порошка должна быть не менее $1,5 \text{ г/см}^3$, при размере зерен бериллия не более 50 мк. Форма цилиндрическая. Для обеспечения надежной герметизации активная масса помещается в двойную оболочку из нержавеющей стали или никеля. Суммарная толщина двух оболочек излучателя должна быть одинаковой со всех сторон и не должна превышать 3 мм. Излучатели будут иметь различные размеры в зависимости от номинала.

$\text{AcBe}(\alpha, n)$ -излучатели. Актиний-бериллиевые излучатели изготавливаются следующих номиналов: 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 и 10^8 $n/\text{сек}$. Номиналы должны выдерживаться с погрешностью, не превышающей $\pm 15\%$.

Примеси радия и мезотория к Ac^{227} не должны превышать 1%, а бария — 5%. Активная масса запрессовывается в сферу из нержавеющей стали или никеля с толщиной стенок не более 3 мм.

Сравнительные данные некоторых нейтронных излучателей

Излучатель	Основные преимущества	Основные недостатки	Некоторые характеристики
Pu ²⁴⁰ (спонтанное деление)	Хорошая стабильность; спектр нейтронов деления; низкий γ-фон	Сравнительно низкий выход нейтронов	$T_{1/2} = 6580$ лет; $7 \cdot 10^2$ н/сек·г
RaBe (γ, n)	Хорошая воспроизводимость стабильности; изотропность	Высокий γ-фон; сложный спектр и низкий выход нейтронов	$T_{1/2} = 1622$ года; $\sim 1,25 \cdot 10^6$ н/сек·кюри
✓ PuBe (α, n)	Хорошая стабильность; низкий γ-фон	Сложный спектр нейтронов; возможное размножение нейтронов	$T_{1/2} = 24\,360$ лет; $\sim 1,5 \cdot 10^6$ н/сек·кюри или $6,7 \cdot 10^4$ н/сек·г
✓ RaBe (α, n)	Большой выход нейтронов; малые размеры	Высокий γ-фон; плохо известный спектр нейтронов; плохая воспроизводимость; выход нейтронов изменяется со временем за счет накопления полония	$T_{1/2} = 1622$ года; $\sim 1,5 \cdot 10^7$ н/сек·кюри
✓ AcBe (α, n)	Сравнительно низкий γ-фон; большой выход нейтронов; малые размеры	Плохая стабильность, немонотонные энергетические нейтроны	$T_{1/2} = 21,7$ года; $2,5 \cdot 10^7$ н/сек·кюри
Li ⁷ (p, n)	Монотонные нейтроны; низкий γ-фон	Потребность в ускорителе; неточность определения нейтронного потока; асимметрия, нетранспортабельность	$\sim 10^7$ н/сек·мкк при 2 Мэв; энергетический порог 1,881 Мэв
H ³ (p, n)	Монотонные нейтроны; низкий γ-фон	Потребность в ускорителе; неточность определения нейтронного потока; асимметрия; нетранспортабельность	$2 \cdot 10^6$ н/сек·мкк при 2 Мэв; энергетический порог 1,02 Мэв
H ² (d, n)	Монотонные нейтроны; низкий γ-фон	Потребность в ускорителе; асимметрия; при счете сопутствующих частиц необходимы данные об угловом распределении и сечении реакции	$2 \cdot 10^8$ н/сек·мкк при 2 Мэв (для тонкой мишени)
H ³ (d, n)	Низкий γ-фон; большой выход нейтронов при малых энергиях дейтронов; монотонные нейтроны; сферическая симметрия	Потребность в ускорителе; потребность в стабильно и надежно работающем устройстве для регистрации α-частиц при определении потока	Энергия нейтронов 10—20 Мэв; 10^9 н/сек·мкк при 2 Мэв (для тонкой мишени)

По-видимому, в настоящее время наилучшим нейтронным излучателем, удовлетворяющим приведенным основным требованиям, является излучатель, основанный на спонтанном делении соответствующих трансурановых элементов, например, Pu²⁴⁰ (период полураспада 6580 лет; испускает 700 н/сек на 1 г Pu²⁴⁰) и Cm²⁴⁴ (период полураспада 18,4 года; испускает $1 \cdot 10^7$ н/сек на 1 г Cm²⁴⁴). Сравнительные данные некоторых нейтронных излучателей, рекомендуемых для метрологических работ, приведены в табл. 34.

Совещание рекомендовало следующие сроки повторных проверок образцовых нейтронных излучателей:

RaBe (γ, n) — один раз в 5 лет;
PuBe (α, n) » » » 3 года;
RaBe (α, n) » » » 3 года;
AcBe (α, n) » » » год.

Рекомендуемая форма свидетельства (паспорта) на образцовый нейтронный излучатель приведена в Приложении II.

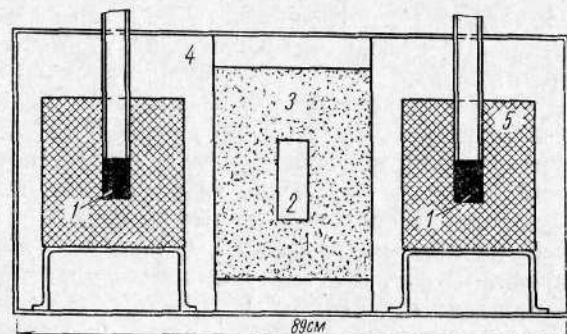


Рис. 56. Образцовая установка для получения потока тепловых нейтронов:

1—образцовые нейтронные излучатели; 2—полость для размещения градуируемой фольги или детектора поверяемого нейтронного радиометра или дозиметра; 3—графит; 4—парафин; 5—свинец (в случае использования Ra).

В качестве образцовой установки для получения стабильного потока тепловых нейтронов с однородной плотностью рекомендуется использовать один (или несколько) из перечисленных образцовых излучателей, размещенных в замедлителе из полиэтилена, графита или парафина. Рекомендуется применять стандартную геометрию (рис. 56), описанную в работе [17].

Как видно из рис. 56, установка состоит из двух симметрично расположенных нейтронных излучателей 1, окруженных слоем свинца и парафина. В центре установки находится графитовый блок 3 с полостью 2 для размещения детекторов поверяемых приборов или фольг. Большая длина диффузии L_d тепловых нейтронов в графите

Излучатель	Основные преимущества	Основные недостатки	Некоторые характеристики
$\text{Am}^{241}\text{Be}(\alpha, n)$	Низкий γ -фон; небольшие геометрические размеры	Большое самопоглощение; моноэнергетические нейтроны	$T_{1/2} = 458$ лет; $2,9 \cdot 10^6$ н/сек·кюри
Cm^{244} (спонтанное деление)	Спектр нейтронов деления; источник с небольшой массой	Трудность получения; токсичность	$T_{1/2} = 18,4$ года; $1 \cdot 10^7$ н/сек·мг

(~ 50 см) обеспечивает создание поля тепловых нейтронов с однородной плотностью. Как показали исследования такой установки [18], при помещении детектора тепловых нейтронов в полость графитового замедлителя он незначительно искажает поток тепловых нейтронов по сравнению с тем случаем, когда в качестве замедлителей используются вода или парафин ($L \sim 2,5$ см).

Образцовый излучатель моноэнергетических быстрых нейтронов представляет собой нейтронный генератор, использующий реакцию $T(d, n)\text{He}^4$, в результате которой образуются нейтроны с энергией ~ 14 Мэв. Нейтронный генератор состоит из следующих основных частей:

- 1) электролизера для получения газообразного дейтерия;
- 2) радиочастотного ионного источника для получения ионов дейтерия;
- 3) ускорительной трубки с устройством для получения ускоряющего напряжения (100 и 150 кВ);
- 4) магнита для выделения ионов дейтерия;
- 5) фокусирующего устройства и устройства, обеспечивающего равномерное облучение поверхности тритиевой мишени;
- 6) ионопровода;
- 7) мишенного узла для крепления мишени и α -счетчика в строго фиксированных положениях.

Преимуществом данного образцового излучателя является то, что он позволяет получать моноэнергетические потоки быстрых нейтронов с кинетической энергией ~ 14 Мэв при сравнительно низком ускоряющем напряжении (~ 120 кВ).

К недостаткам этого типа излучателя относится плохая воспроизводимость плотности потока нейтронов из-за недостаточной стабильности работы нейтронного генератора [19—21].

МЕТОДЫ И АППАРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМЫЕ ДЛЯ ГРАДУИРОВКИ И ПОВЕРКИ ОБРАЗЦОВЫХ И РАБОЧИХ НЕЙТРОННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, РАДИОМЕТРОВ И ДОЗИМЕТРОВ

Потоки тепловых нейтронов, создаваемые образцовыми и рабочими установками, аттестуются методом активации фольг. Для аттестации образцовых излучателей тепловых нейтронов I разряда реко-

мендуется использовать золотые фольги, предварительно програвированные в эталонном потоке тепловых нейтронов. Аттестация образцовых излучателей тепловых нейтронов II разряда производится также с помощью активации золотых или индиевых фольг, предварительно програвированных с помощью образцового излучателя тепловых нейтронов I разряда. Рабочие нейтронные излучатели проверяются методом активации фольг, програвированных с помощью образцового излучателя тепловых нейтронов II разряда.

Рассмотрим процесс аттестации и поверки образцового и рабочих излучателей тепловых нейтронов.

Програвированная (калиброванная) фольга помещается в поток тепловых нейтронов, создаваемый аттестуемым и поверяемым излучателем. Фольга должна находиться в поле тепловых нейтронов в течение времени, примерно равного пяти периодам полураспада образующегося радиоактивного изотопа. Однако в целях ускорения измерений фольга может облучаться в течение времени, равного примерно двум периодам полураспада с последующим расчетом активности, соответствующей насыщению [см. формулу (92)].

В случае аттестации образцового излучателя тепловых нейтронов рекомендуется применять золотые или индиевые фольги и определять наведенную активность или методом $4\pi\beta$, γ -совпадений (Au^{198}) или методом абсолютного $4\pi\beta$ -счета. В случае поверки рабочего излучателя тепловых нейтронов допускается определение наведенной активности фольг методом относительных измерений с использованием типового серийного оборудования, например, установки типа ПС-100м, сочлененной с β -счетчиком.

Значение плотности потока тепловых нейтронов поверяемого излучателя определяется следующим образом.

Пусть при плотности потока тепловых нейтронов J_0 образцового излучателя наведенная активность фольги (при градуировке) была A_0 при облучении в течение некоторого времени t_0 .

При помещении этой фольги в нейтронное поле поверяемого излучателя с неизвестной плотностью потока тепловых нейтронов на время t_0 наведенная активность фольги, измеренная на той же установке, с помощью которой определялась активность фольги после облучения в нейтронном поле образцового излучателя, будет A_x . Тогда искомая плотность потока тепловых нейтронов будет:

$$J_x = J_0 \frac{A_x}{A_0}. \quad (174)$$

Важно помнить, что использование (174) для определения плотности потока тепловых нейтронов по наведенной активности фольги будет законно в том случае, если при измерениях активности относительным методом использовалась та же самая аппаратура, что и при определении активности фольги при ее градуировке. Например, важно сохранить неизменным телесный угол β -счетчика, т. е. относительное расположение β -счетчика и фольги.

При калибровке нейтронных излучателей относительным методом, т. е. путем сопоставления плотностей потоков, создаваемых поверяемым и образцовым излучателями, необходимо применять аппаратуру, показания которой были бы пропорциональны значению плотности потока в месте расположения детектора нейтронов.

Для этих измерений можно рекомендовать использовать серийно выпускаемую установку типа «Эфир», стабильно работающую и снабженную детектором быстрых нейтронов.

В процессе проверок нейтронных излучателей необходимо строго следить за неизменностью геометрических условий опыта при измерениях с образцовым и поверяемым излучателями. Для повышения

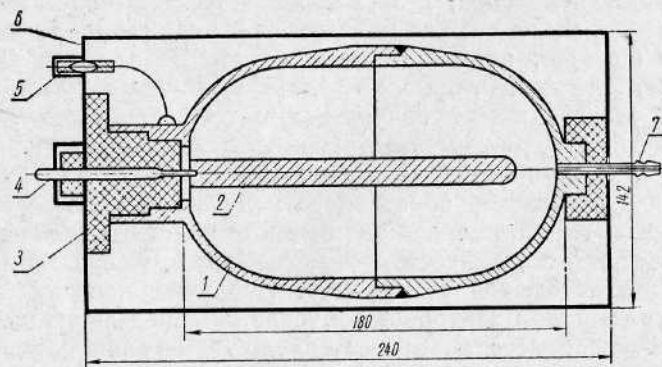


Рис. 57. Тканезквивалентная ионизационная камера:

1 — кожух; 2 — электрод камеры; 3 — изолятор; 4 — ввод для соединения камеры к ЭМУ-3; 5 — ввод для подачи напряжения на корпус камеры; 6 — электростатический экран; 7 — ввод для откачки воздуха и наполнения камеры.

точности измерений необходимо стремиться к уменьшению вклада рассеянного излучения путем расположения излучателя нейтронов не менее чем на 1—1,5 м от стен, пола, потолка и других рассеивающих предметов. Особенно это необходимо соблюдать при относительных сравнениях источников нейтронов с различными спектрами. При проверке рабочих нейтронных излучателей необходимо контролировать сферическую симметрию внешнего нейтронного излучения. В случае асимметрии внешнего нейтронного излучения, превышающей точность измерений, необходимо в свидетельстве о проверке указывать степень асимметрии нейтронного излучения.

В соответствии с определением единицы экспозиционной дозы нейтронного излучения нед во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева разработаны тканезквивалентные ионизационные камеры [22], которые рекомендуются для передачи размера нед от эталона к рабочим нейтронным дозиметрам и нейтронным излучателям. Схема устройства ионизационной камеры приведена на рис. 57. Как видно из рисунка, кожух камеры 1 состоит из двух частей, склеенных эпоксидной смолой, смешанной с чистым полиамином. Эта же смесь применялась для крепления внутреннего электрода камеры 2 в изоляторе 3 и для креп-

ления изолятора в корпусе камеры. Заливка эпоксидной смолой мест соединения отдельных частей камеры преследовала также цель герметизации камеры.

Тканезквивалентные камеры изготовлены из токопроводящей пластмассы путем прессования. Поверхности отдельных деталей при прессовании получались однородными и гладкими, что важно для уменьшения абсорбции газов на стенках камеры. Проводимость материала оказалась хорошей, хотя была неодинаковой в различных участках камеры. Как показала градуировка камеры в поле γ -излучения Co^{60} , это обстоятельство не влияло заметно на величину ионизационного тока. Для приближения к условиям радиационного равновесия и исключения диффузии газов через стенки, толщина стенок была выбрана равной 5 мм, а объем камеры $953 \pm 3 \text{ см}^3$.

Для определения вклада γ -излучения в полную дозу, во ВНИИМ применялись графитовые камеры, наполненные CO_2 . По конструкции и размерам камеры были идентичными тканезквивалентным камерам. Графитовые камеры были снаружи покрыты графитовым лаком для того, чтобы их можно было откачивать до давлений $\sim 0,1 \text{ мм рт. ст.}$ и наполнять требуемым газом.

Для измерения токов, создаваемых излучением в ионизационных камерах, применялся электрометрический усилитель ЭМУ-3 и электрометр дозиметра ДИМ. В усилителе ЭМУ-3 использовалось сопротивление КВМ равное $6,4 \cdot 10^{11} \text{ ом}$; сопротивления этого типа стабильны во времени, и их величина мало зависит от температуры и влажности окружающего воздуха. Прибором ЭМУ-3 с таким сопротивлением можно измерять токи от $2 \cdot 10^{-14} \text{ а}$ и более; при измерении токов от $2 \cdot 10^{-13}$ до $3 \cdot 10^{-11} \text{ а}$ показания ЭМУ-3 пропорциональны величине измеряемого тока.

Для стабильной работы прибора параллельно входному сопротивлению включали керамический конденсатор емкостью 20 пф, сопротивление утечки которого было, по крайней мере, на два порядка больше входного сопротивления. Относительная погрешность при измерении тока прибором ЭМУ-3 составляла $\pm(5-8)\%$.

При измерении ионизационного тока с помощью прибора ДИМ корпус ионизационной камеры заземлен, а положительный потенциал подается на внутренний электрод; при использовании же ЭМУ-3 положительное напряжение приходится подавать на корпус камеры и всю камеру помещать в электростатический экран. Прибор ДИМ позволяет измерить дозу с большей точностью, чем ЭМУ-3, но недостаточно чувствителен и может применяться при измерении тока, который соответствует мощности поглощенной дозы более 20 мкрад/сек. Поэтому в последующих исследованиях для измерения токов, как правило, применялся прибор ЭМУ-3.

Для установления потенциала насыщения были сняты кривые зависимости величины ионизационного тока от потенциала на камере при различных мощностях доз. При максимальном ионизационном токе в $1,6 \cdot 10^{-11} \text{ а}$ потенциал насыщения равен 200 в. Рабочее напряжение на камере выбрано равным 300 в.

Исследовалась также зависимость ионизационного тока от давления наполняющего газа (метана) при облучении камеры нейтронным потоком, плотностью $133 \text{ н/сек} \cdot \text{см}^2$ в центре камеры (PoBe (α, n)-источник) рис. 58.

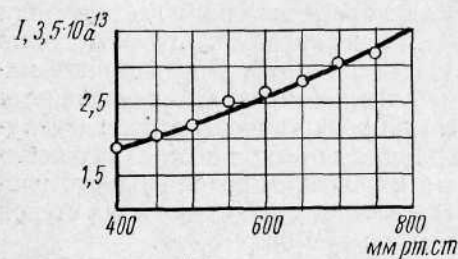


Рис. 58. Зависимость ионизационного тока от давления метана в тканеэквивалентной камере.

Градуировку тканеэквивалентных (ТЭК) и графитовых (ГК) ионизационных камер первоначально производили в мкРад/сек при облучении ее γ -излучением Co^{60} (№ 2) на основании измерений

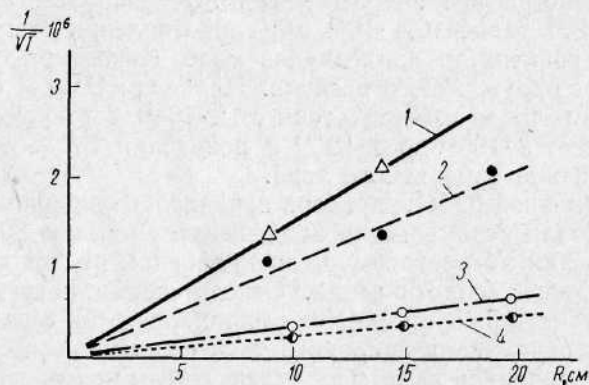


Рис. 59. Определение положения эффективного центра:
1 — ТЭК для PuBe (α, n)-источника; 2 — ТЭК для PoBe (α, n)-источника № 1709; 3 — ГК для PoBe (α, n)-источника № 653; 4 — ТЭК для того же источника.

мощности дозы излучения в мкР/сек . Измерения с тканеэквивалентной камерой производили: сразу же после ее наполнения тканеэквивалентным газом (парциальные давления: метан 64,5%, углекислый газ 32,5%, азот 3,1%) до давления 760 мм рт. ст. ; через 2,5 месяца после наполнения и при наполнении воздухом до 760 мм рт. ст. . Графитовые камеры градуировались: непосредственно при наполнении углекислым газом до давления 760 мм рт. ст. ; через 2,5 месяца после наполнения и при наполнении воздухом до 760 мм рт. ст. .

По результатам измерений построен график на рис. 60. Мощность P поглощенной дозы гамма-излучения Co^{60} вычислялась по формуле

$$P = \epsilon S_{\Gamma}^{\text{ст}} I_{\Gamma}, \quad (175)$$

где ϵ — энергия ионообразования для электронов в данном газе;
 $S_{\Gamma}^{\text{ст}}$ — отношение массовых тормозных способностей материала стенки камеры и газа, наполняющего камеру;
 I_{Γ} — ионизационный ток в газе в числе пар ионов в секунду на 1 г газа.

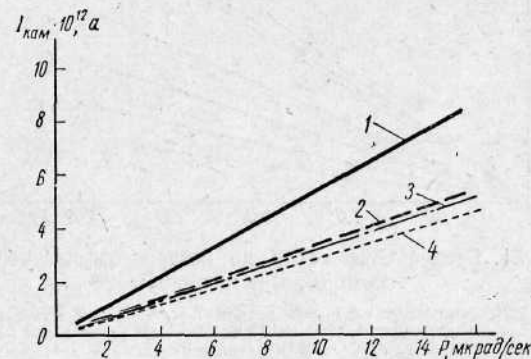


Рис. 60. Градуировка камер по гамма-излучению Co^{60} :
1 — для ГК, наполненной CO_2 ; 2 — для ТЭК, наполненной тканеэквивалентным газом; 3 — для ГК, наполненной воздухом; 4 — для ТЭК, наполненной воздухом.

Исследование стабильности работы камер с течением времени показало, что тканеэквивалентные камеры сохраняют постоянную чувствительность в пределах 3% в течение месяца после их наполнения, а графитовые камеры — только в течение недели.

Результаты градуировки камер по различным источникам нейтронов приведены на рис. 61–63. На рис. 61 по оси абсцисс приведена плотность нейтронного потока в центре камеры, по оси ординат — ионизационный ток, создаваемый нейтронами. Кривые приведены для тканеэквивалентной камеры (ТЭК), наполненной тканеэквивалентным газом (ТЭГ) и воздухом, и графитовой камеры (ГК), наполненной CO_2 и воздухом для различных источников нейтронов. На рис. 62 по оси абсцисс отложена мощность дозы, по оси ординат — ионизационный ток. На рис. 63 по оси абсцисс отложена плотность потока нейтронов, по оси ординат — мощность дозы, создаваемая этими потоками в тканеэквивалентном материале. Анализ результатов градуировки показал, что погрешность измерения нейтронных потоков и соответственно доз нейтронного излучения созданными камерами находится в пределах ± 8 –10% при определении мощности дозы порядка 10 предельно допустимых доз. Это в основном обусловлено погрешностью измерения малых (10^{-12} – 10^{-13} а)

ионизационных токов с помощью ЭМУ-3. Для повышения точности определения мощностей доз нейтронного излучения необходимо применение более точных электроизмерительных устройств и более

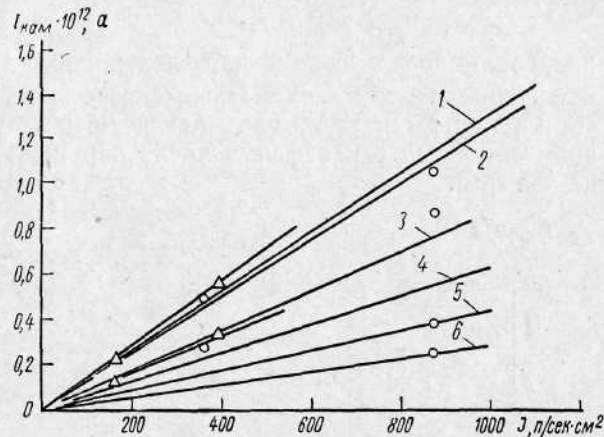


Рис. 61. Градуировка камер по нейтронному излучению PoBe (α , n)-источников:

1 — ТЭК (тканеэкв. газ) для источника № 653; 2 — ТЭК (тканеэкв. газ) для источника № 1709; 3 — ТЭК (возд.) для источника № 1709; 4 — ГК (CO_2) для источника № 653; 5 — ГК (CO_2) для источника № 1709; 6 — ГК (возд.) для источника № 1709.

точное знание средней энергии, затрачиваемой протонами на образование одной пары ионов (ϵ) в различных газах, и массовых тормозных способностей различных материалов. При вычислениях доз излучения в радах были использованы значения средней энергии ϵ , необходимой для образования одной пары ионов, приведенные в табл. 35.

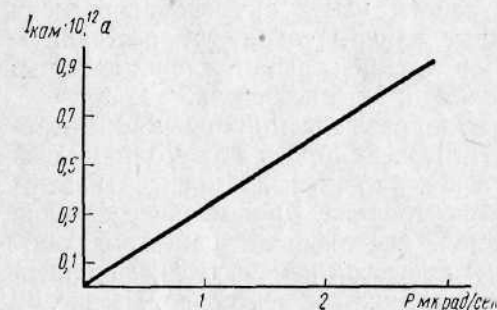


Рис. 62. Градуировка тканеэквивалентной камеры, наполненной тканеэквивалентным газом.

рений, остается постоянной. Чувствительность графитовой камеры к γ -излучению при наполнении ее CO_2 вместо воздуха увеличивается на 60%, в то время как чувствительность камеры к нейтронам при этих же наполнениях практически остается постоянной.

Газ	Ионизирующее излучение	
	$\gamma - \text{Co}^{60}$	n
Воздух	33,7	36,0
Тканеэквивалентный газ	29,5	31,5
CO_2	32,4	34,6

Таким образом, для увеличения чувствительности тканеэквивалентных камер к нейтронам их следует наполнять тканеэквивалентным газом, а графитовые камеры для увеличения чувствительности к гамма-излучению следует наполнять CO_2 . При этом чувствительность к нейтронам тканеэквивалентной камеры, наполненной тканеэквивалентным газом, будет больше чувствительности графитовой камеры, наполненной CO_2 , примерно на 450%, а чувствительность к гамма-излучению графитовой камеры по отношению к тканеэквивалентной камере при этих же наполнениях будет больше примерно на 60%. Следовательно, измерения с этими камерами позволяют оценить отдельно вклады в общую дозу нейтронного и гамма-излучений. Под чувствительностью камер S к нейтронам понимается величина, определяемая уравнением:

$$S = \frac{I}{mJ}, \quad (176)$$

где I — ионизационный ток в камере в α ;

m — масса газа в г;

J — плотность потока нейтронов в центре камеры в $n/\text{сек} \cdot \text{см}^2$.

Как показали исследования, чувствительность тканеэквивалентных камер мало зависит от направления распространения нейтронного излучения. При изменении направления падения излучения на камеру в пределах $\pm 60^\circ$ ионизационный ток камеры оставался постоянным в пределах 10%.

К недостаткам работы дозиметра с тканеэквивалентной камерой следует отнести трудность отделения дозы гамма-излучения от нейтронной дозы. В связи с этим, для оценки вклада гамма-излучения в суммарную дозу приходится производить измерения графитовой камерой с различным наполнением (воздух, CO_2).

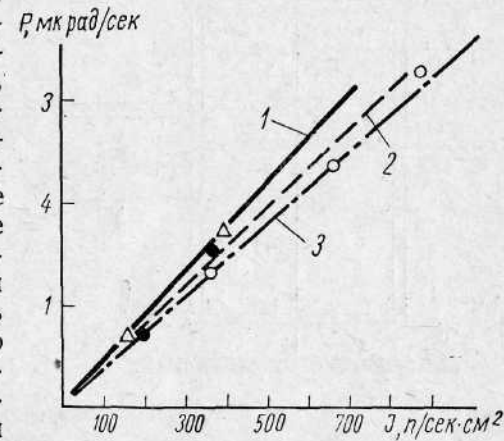


Рис. 63. Калибровка нейтронных источников: 1 — для PuBe (α , n)-источника № 37; 2 — для PoBe (α , n)-источника № 109; 3 — для PoBe (α , n)-источника № 653.

Для градуировки и поверки дозиметров быстрых нейтронов, нейтронных радиометров и нейтронных излучателей с определением средней энергии нейтронов, в лабораторных условиях рекомендуется применять установку типа двойного нейтронного замедлителя, созданную во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева по типу [20] и изображенную на рис. 64.

Для размещения нейтронных излучателей при работе с коллимированным пучком нейтронов, а также для их хранения служит

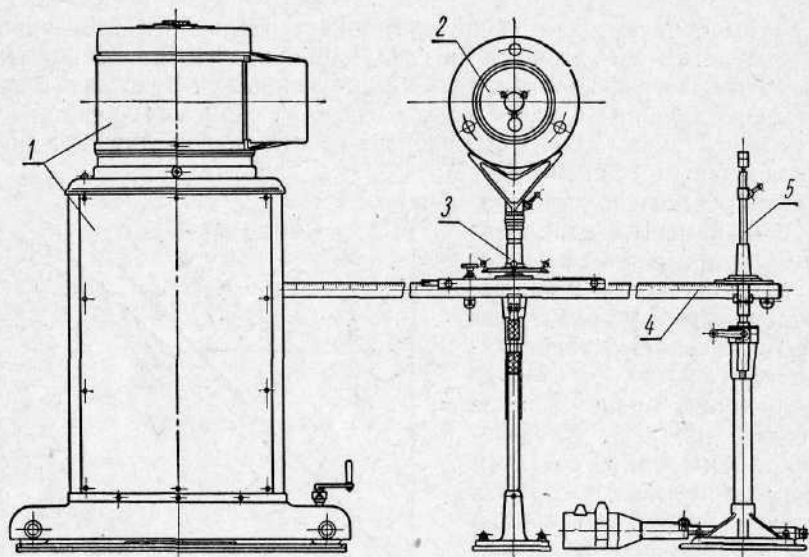


Рис. 64. Двойной нейтронный замедлитель:

1 — контейнер; 2 — алюминиевые цилиндры; 3 — платформа; 4 — градуировочная линейка; 5 — стойка.

контейнер 1, установленный на специальной подставке. В центре алюминиевых цилиндров 2 с различными внешними и внутренними диаметрами, заполненных парафином, размещается счетчик типа СМ-5, наполненный BF_3 . Вдоль градуировочной линейки 4 перемещается платформа 3 с размещенными на ней цилиндрами.

При работе с неколлимированным пучком нейтронов для размещения нейтронных излучателей применяется стойка 5.

Благодаря набору парафиновых цилиндров различных диаметров можно подобрать такую толщину замедлителя нейтронов (парафина), при которой счетчик будет работать как измеритель плотности потока нейтронов или как нейтронный дозиметр. В работе [20] приводятся результаты исследования такого замедлителя (см. рис. 65—68).

На рис. 65—66 по осям абсцисс отложена толщина парафиновых блоков двойного замедлителя, по оси ординат: на рис. 65 — отношение числа импульсов (N) двойного замедлителя к плотности потока нейтронов; на рис. 66 — отношение числа отсчетов (N) к мощности дозы.

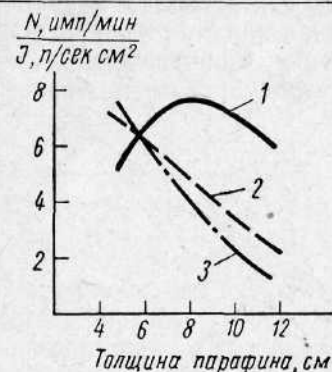


Рис. 65. Чувствительность двойного замедлителя к плотности нейтронного потока:

1 — для PoBe (α, n)-источника ($E_n = 2,8 \text{ Мэв}$); 2 — для нейтронов $\text{T}(p, n)$ под углом 0° ($E_n = 0,5 \text{ Мэв}$); 3 — для нейтронов $\text{Li}(p, n)$ под углом 0° ($E_n = 0,16 \text{ Мэв}$).

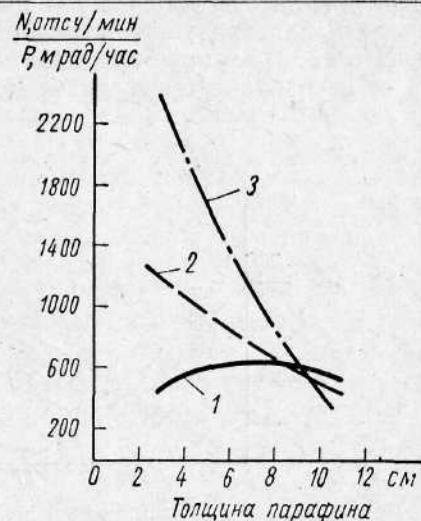


Рис. 66. Чувствительность двойного замедлителя к поглощенной дозе.

Значение кривых то же, что на рис. 65.

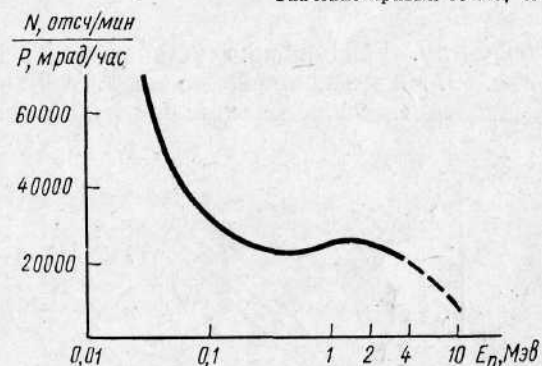


Рис. 67. Чувствительность дозиметра в зависимости от энергии нейтронов E_n .

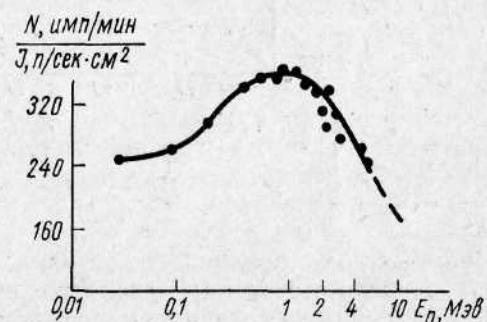


Рис. 68. Чувствительность измерителя плотности потока в зависимости от энергии нейтронов E_n .

Для того, чтобы установку — двойной нейтронный замедлитель — применять для градуировки нейтронных дозиметров и нейтронных излучателей, градуируемых в единицах нед в определенной геометрии, ее необходимо предварительно проградуировать по тканеэквив-

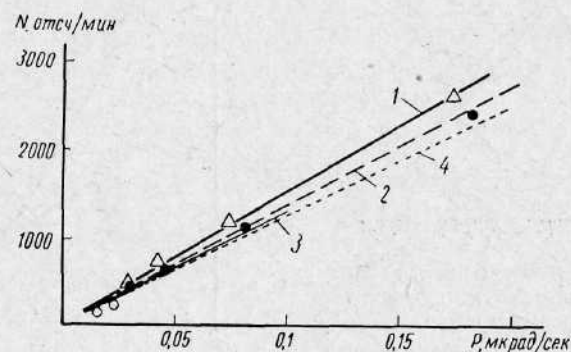


Рис. 69. Градуировка установки ДЗН-1 как дозиметра
1 — для RaBe (α , n)-источника № 2ЭН-100; 2 — для PoBe (α , n)-источника № 1709; 3 — для PuBe (α , n)-источника № 37; 4 — для PoBe (α , n)-источника № 653.

валентному дозиметру. Градуировка установки ДЗН-1 (ВНИИМ) приведена на рис. 69. На этом рисунке по оси абсцисс отложена мощность дозы, вычисленная на основании измерений экспозиционных

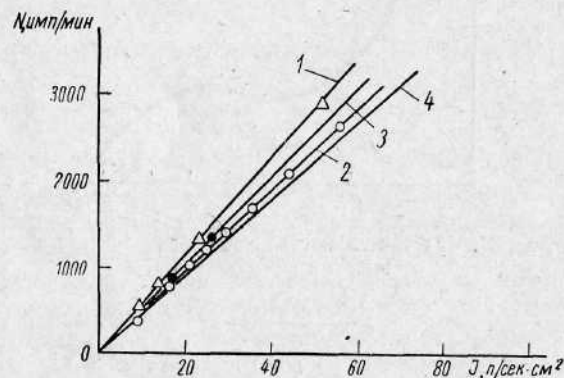


Рис. 70. Градуировка установки ДЗН-1 как измерителя плотности потока.

Значение кривых то же, что на рис. 69.

нейтронных доз с помощью тканеэквивалентной камеры, по оси ординат — число отсчетов (N) двойного замедлителя. При применении этой установки для градуировки нейтронных радиометров она также

должна быть предварительно сама отградуирована в соответствии с поверочной схемой.

На рис. 70 приведена градуировка ДЗН-1 при использовании ее в качестве измерителя плотности потока нейтронов. По оси абсцисс отложена плотность потока нейтронов, по оси ординат — число импульсов (N) в минуту.

При использовании установки ДЗН-1 для градуировок и поверок нейтронных дозиметров и радиометров необходимо учитывать то обстоятельство, что геометрические и эффективные центры детекторов этой установки, как правило, не совпадают друг с другом и требуется определить относительное положение этих центров экспериментальным путем.

Для установки ВНИИМ эффективный центр дозиметра смещен по отношению геометрического на 2 см, а для измерителя потока это смещение равно 3,5 см. В установке [20] эти смещения составляли 1,0 и 0,5 см соответственно.

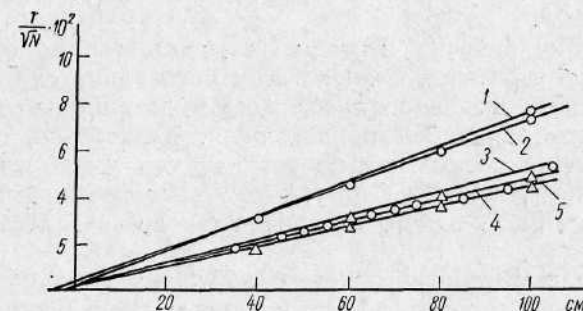


Рис. 71. Определение положения эффективного центра ДЗН-1 как дозиметра (Д) и как измерителя плотности потока (ИП)

1 — для PuBe (α , n)-источника (Д); 2 — для PuBe (α , n)-источника (ИП); 3 — для PoBe (α , n)-источника (Д); 4 — для PoBe (α , n)-источника (ИП); 5 — для RaBe (α , n)-источника (ИП).

Метод определения положения эффективного центра виден из рис. 71. На этом рисунке по оси абсцисс отложено расстояние между геометрическим центром детектора нейтронов установки и центром излучателя нейтронов, по оси ординат $\frac{1}{VN}$, где N — число импульсов.

При поверках необходимо обращать внимание на то, чтобы центр источника нейтронов (излучателя) и центр детектора поверяемого дозиметра или радиометра находились на одной горизонтальной оси.

В установке ВНИИМ (см. рис. 64) стойка для размещения излучателей и платформа, на которой располагаются парафиновые цилиндры, могут вращаться, что позволяет исследовать асимметрию

излучателей и определять зависимость чувствительности двойного замедлителя нейтронов или поверяемого прибора от его ориентации относительно пучка нейтронов.

Зная отношение числа отсчетов $N_{\text{пот}}$, даваемое счетчиком ВФЗ, когда установка работает как измеритель плотности потока нейтронов, к числу отсчетов $N_{\text{доз}}$, когда установка работает как дозиметр, можно найти среднюю энергию нейтронов в поле нейтронного излучателя при различных условиях опыта. Как показали измерения

$$\frac{N_{\text{доз}}}{N_{\text{пот}}} = kE_{\text{ср}}, \quad (177)$$

где $E_{\text{ср}}$ — средняя кинетическая энергия нейтронов в Мэв;
 k — некоторая постоянная.

Для наших условий $k \approx 4,2$. Исходя из этих данных, с помощью двойного замедлителя нейтронов была определена средняя кинетическая энергия нейтронов PuBe (α, n)-излучателя. Она оказалась равной ~ 4 Мэв.

При проверке рабочих нейтронных дозиметров по образцовому применяют метод замещения. При этом необходимо следить за тем, чтобы детекторы поверяемого и образцового дозиметров размещались в одних и тех же точках нейтронного поля. Желательно, чтобы детекторы поверяемых дозиметров по возможности имели те же самые геометрические размеры и форму, как у образцовых дозиметров, и были бы сделаны из одного материала (тканеэквивалентной пластмассы).

При использовании образцовых нейтронных излучателей для поверочных целей необходимо контролировать сохранение герметичности запайки активной массы излучателя. Для этих целей можно рекомендовать следующие методы:

1. Метод мазков. При этом методе поверхность источника протирается ватой, смоченной этиловым спиртом, и определяется активность ваты с помощью любой установки, чувствительной к α -излучению. Рекомендуется для этих целей использовать или установки типа Б-2 со сцинтилляционной приставкой ПС-349-2, либо сцинтилляционный радиометр ПС-100м;

2. Метод с использованием гелия под давлением. Для проверки герметичности запайки активной массы излучатель нейтронов помещается в камеру с давлением гелия до 10 атм и выдерживается 20—25 мин. После этого излучатель извлекается из камеры, и с помощью гелиевого течеискателя типа ПТИ-4 или ПТИ-6 определяется герметичность излучателя. В случае отсутствия герметичности прибор будет показывать натекание гелия в детектор (камеру-спектрометр) течеискателя. В этом случае пользоваться таким излучателем для градуировки нельзя и его необходимо срочно отправить на повторную герметизацию.

Рассмотрим кратко влияние рассеяния нейтронов стенами и воздухом.

Вопрос о влиянии рассеянных стенами и воздухом нейтронов на истинный счет (счет от неискаженного потока нейтронов) мало освещен в литературе, хотя имеет очень большое значение при точных измерениях в реальных условиях. Обычно различные нейтронные измерения производятся далеко не в идеальных условиях. Под идеальными условиями эксперимента с нейтронными потоками надо понимать:

- а) точечный нейтронный источник со сферически симметричным угловым распределением нейтронов;
- б) точечный нейтронный детектор со 100% эффективностью;
- в) отсутствие помех, искажающих нейтронный поток, создаваемый точечным источником.

При выполнении этих условий плотность нейтронного потока на расстоянии R см от источника будет определяться

$$J = \frac{N}{4\pi R^2},$$

где N — выход нейтронного источника в $n/\text{сек}$.

При этих условиях скорость счета $N_{\text{сч}}$ будет изменяться пропорционально $\frac{1}{R^2}$.

Наиболее подробно рассеяние нейтронов стенами, воздухом, коллиматором и другими объектами рассмотрено Лангсдорфом, Куком и Стрейхорном [23, 24]. По их расчетам процент рассеянных воздухом нейтронов по теории одного столкновения определяется

$$R_1 = \frac{\pi^2 x}{4}, \quad (178)$$

где R_1 — отношение плотности потока нейтронов, рассеянных воздухом, к плотности прямого потока в %;

x — некоторый параметр.

Действительное расстояние, на котором происходит рассеяние, будет $x\lambda$, где λ — средняя длина свободного пробега для нейтронов в воздухе. Подсчеты показывают, что обычно R_1 бывает порядка нескольких процентов ($\sim 2\%$).

На рис. 72—73 приводятся данные, характеризующие добавку в прямой поток от нейтронов, рассеянных воздухом и землей [23]. На этих рисунках по оси абсцисс отложено расстояние от источника до точки, где определяется вклад рассеянного излучения, по оси ординат — отношение плотности потока нейтронов, рассеянных воздухом или землей, к нейтронному выходу источника.

На рис. 74 показано ослабление экранирующим конусом потока рассеянных воздухом нейтронов, попадающих в детектор в зависимости от угла защиты детектора β .

Вклад в полный поток нейтронов от нейтронов, рассеянных воздухом, землей, стенами и экранирующим конусом (%)

Расстояние от источника R, см	Воздух	Земля	Стены	Экранирующий конус K_3
100	1,13	2,9	0,38	0,72
90	0,95	2,4	0,31	0,66
80	0,78	1,9	0,24	0,60
70	0,62	1,5	0,18	0,55

$$K_3 = \frac{N_{\text{ст}}^{\text{K}}}{N_{\text{ст}}} \approx \frac{N_{\text{возд}}^{\text{K}}}{N_{\text{возд}}},$$

где $N_{\text{ст}}$, $N_{\text{ст}}^{\text{K}}$ — показания детектора без экранирующего конуса и с конусом, соответственно, от нейтронов, рассеянных стенами;
 $N_{\text{возд}}$, $N_{\text{возд}}^{\text{K}}$ — показания детектора без экранирующего конуса и с конусом, соответственно, от нейтронов, рассеянных воздухом.

Нами были проведены эксперименты для оценки рассеяния нейтронов стенами. Для этого были проведены 4 серии измерений нейтронных потоков с помощью ДЗН-1 (ИПДЗ):

- 1) в комнате, в обычных условиях с открытой геометрией ($N_{\text{к}}$);
- 2) в комнате, с прямым пучком, перекрытым абсолютно поглощающим конусом ($N_{\text{кк}}$) — рис. 75;

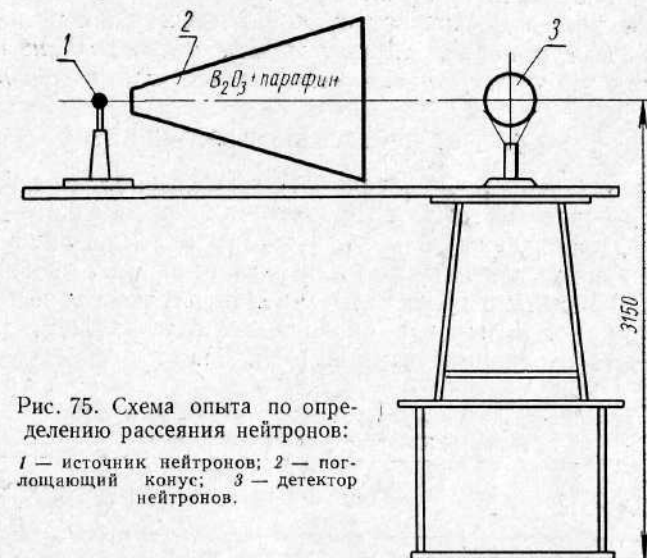


Рис. 75. Схема опыта по определению рассеяния нейтронов:

1 — источник нейтронов; 2 — поглощающий конус; 3 — детектор нейтронов.

- 3) на открытом воздухе, с открытой геометрией; установка приподнята над землей на 3,15 м и удалена от зданий на 9 м ($N_{\text{в}}$);

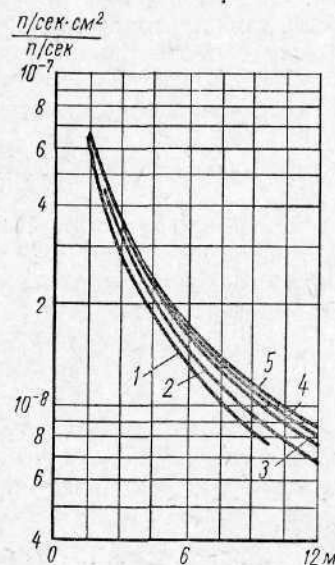


Рис. 72. Рассеяние нейтронного излучения воздухом:

Кривые рассчитаны для точек, расположенных от земли на расстояниях: 1—0,9 м; 2—1,5 м; 3—3 м; 4—4,5 м; 5—6 м.

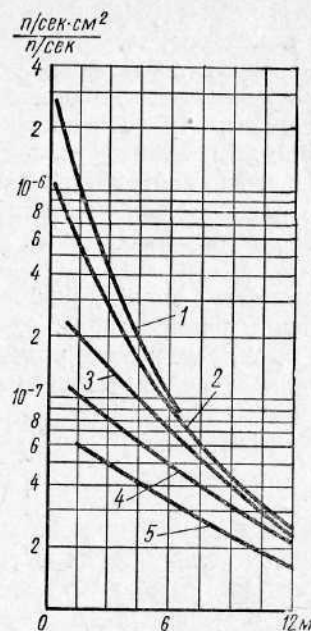


Рис. 73. Рассеяние нейтронного излучения землей:

Кривые рассчитаны для точек, расположенных от земли на расстояниях: 1—0,9 м; 2—1,5 м; 3—3 м; 4—4,5 м; 5—6 м.

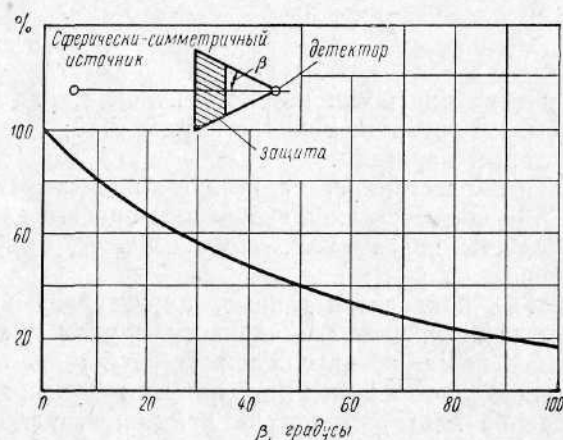


Рис. 74. Доля рассеянных воздухом нейтронов, попадающих в детектор.

4) на открытом воздухе; установка поднята на 3,15 м над землей и удалена от зданий на 9 м; прямой пучок нейтронов перекрыт абсолютно поглощающим конусом ($N_{вк}$).

Измерения проводились с ^{60}Co (α, n)-источником, имевшим в то время выход нейтронов $5,77 \cdot 10^6$ н/сек·см². Результаты измерений приводятся в табл. 37.

Т а б л и ц а 37

Расстояние от источника R , см	N_K	N_{KK}	N_B	N_{BK}
70	3376±4	478±10	3012±14	111±3
80	2711±20	460±6	2321±22	96±2
90	2211±13	443±10	1961±5	83±3
100	1878±5	423±5	1525±10	85±3
110	1618±20	425±8	1627*	138*
Фон: 0,8 имп/мин		Фон: 0,4 имп/мин		

* Измерено при расстоянии до земли 1,85 м.

На основании обработки результатов измерений было установлено, что общепринятая методика оценки вклада рассеянных нейтронов методом поглощающего конуса дает завышенные результаты на 1,5—3%. Это существенно учитывать при точных измерениях.

Так как рассеяние зависит от конкретных условий измерения, для каждой поверочной установки необходимо производить исследование влияния рассеяния, аналогичное только что рассмотренному.

ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В связи с большой биологической эффективностью нейтронного излучения, вопросы защиты работающих от вредного действия нейтронов играют важную роль. Поэтому в заключение приведем некоторые данные, необходимые для расчета защиты от нейтронного излучения. Предельно допустимые уровни плотностей потоков нейтронов и их относительные биологические эффективности — ОБЭ в зависимости от энергии даны в табл. 38.

Т а б л и ц а 38

Предельно допустимые потоки нейтронов и ОБЭ в зависимости от энергии нейтронов

Энергия нейтронов E_n , Мэв	ОБЭ	Предельно допустимая плотность нейтронов, н/сек·см ²
Тепловые	3	670
0,0001	2	500
0,005	2,5	570

Продолжение

Энергия нейтронов E_n , Мэв	ОБЭ	Предельно допустимая плотность нейтронов, н/сек·см ²
0,02	5,0	280
0,1	8,0	80
0,5	10,0	30
1,0	10,5	18
2,5	8,0	20
5,0	7,0	18
7,5	6,5	17
10—30	—	10

Предельно допустимые уровни излучения, указанные в табл. 38, получены исходя из того, что при 40-часовой неделе общее нейтронное облучение не должно превышать 100 мбэрад за неделю. Очевидно, что нужно так организовать защиту от излучения при выполнении градуировок или проверок нейтронных дозиметров, радиометров и излучателей или выполнении других работ с использованием нейтронных излучателей, чтобы на рабочих местах мощность экспозиционной дозы была бы как можно меньше, и, во всяком случае, она не должна превышать предельно допустимую. Для радиоактивных источников нейтронов, которые чаще всего будут использоваться в поверочных лабораториях или используются в лабораторных работах, энергия нейтронов находится в интервале до 13 Мэв, а средние энергии нейтронов — от 3,6 до 4,5 Мэв [(α, n)-источники].

Учитывая современную тенденцию уменьшения предельно допустимых уровней облучения, предлагается предельно допустимую мощность экспозиционной дозы нейтронов установить равной 10 мнед за рабочую неделю (0,25 мнед/ч или 0,07 мкнед/сек), что соответствует мощности поглощенной дозы в ткани 0,07 мкрад/сек. Это означает, что при контроле радиационной защиты условно принимаются ОБЭ всех нейтронов равным 10, независимо от истинного значения ОБЭ нейтронного потока со сложным спектром.

В случае применения защитных устройств, мощность экспозиционной дозы в заданной точке пространства может быть определена по формуле

$$P = \frac{BNqe^{-\Sigma_B d}}{4\pi R^2} \text{ мнед/ч}, \quad (179)$$

где R — расстояние от источника до точки, в которой определяется мощность дозы;

B — коэффициент накопления;

N — выход нейтронного источника в н/сек;

q — мощность экспозиционной дозы в расчете на единицу плотности нейтронного потока в $\frac{\text{мнед/ч}}{\text{н/сек·см}^2}$;

Σ_v — макроскопическое сечение выведения для данного источника нейтронов и материала защиты;

d — толщина защиты в см.

При использовании в качестве защитного материала парафина или воды с толщиной защиты ~ 20 см множитель накопления можно принять равным 5.

Мощности экспозиционных доз в расчете на единичную плотность потока нейтронов

$E_n, \text{Мэв}$	10	7,5	5	2,5	1,0	0,5	0,1	0,02	Тепловые
q	250	220	200	150	140	80	40	17	12

Здесь q выражено в единицах $\frac{\text{мнед/ч}}{\text{п/сек} \cdot \text{м}^2} \left(1 \frac{n}{\text{сек} \cdot \text{см}^2} = 10^4 \frac{n}{\text{сек} \cdot \text{м}^2}\right)$, причем размер неба взят в соответствии с работой [25], т. е. 1 нед = $2,9183 \cdot 10^{-4}$ кл/кг.

Значения макроскопических сечений выведения некоторых материалов для нейтронов деления

Вещество	$\Sigma_v, \text{см}^{-1}$
Вода	0,103
Железо	0,1576
Графит ($q=1,54 \text{ г/см}^3$)	0,785
Бетон	0,0942
Барито-бетон	0,0945
Парафин ($q=0,89 \text{ г/см}^3$)	0,115

Макроскопические сечения выведения в см^{-1} подсчитываются по формуле

$$\Sigma_v = \frac{0,602 \sigma_v q}{A}, \quad (180)$$

где σ_v — сечение в барнах (10^{-28} м^2);

q — плотность материала в г/см^3 ;

A — атомный вес.

Макроскопическое сечение выведения для материала, состоящего из нескольких элементов, подсчитывается по формуле:

$$\Sigma_v^I = \left(\frac{\Sigma_v}{q}\right)_1 q_1 +$$

$$+ \left(\frac{\Sigma_v}{q}\right)_2 q_2 + \dots, \quad (181)$$

где q — плотность первого, второго . . . элементов в смеси в г/см^3 ;
 $\frac{\Sigma_v}{q}$ — макроскопические сечения для первого, второго . . . элементов соответственно, входящих в состав рассматриваемого вещества, в $\text{см}^2/\text{г}$.

Для нейтронов деления значения макроскопических сечений, деленных на плотность, для любых элементов приведены на рис. 76 [26].

Для иллюстрации пользования формулой и графиком рис. 76, рассмотрим порядок вычисления сечения выведения Σ_v для среды состава CH_2 с плотностью $q = 0,89 \text{ г/см}^3$. Молекулярный вес рассматриваемого соединения равен 14,02. Сначала находим плотность углерода в рассматриваемом соединении:

$$q_1 = \frac{12,01}{14,02} \cdot 0,89 = 0,762.$$

По графику рис. 76 для атомного веса углерода

тогда $\frac{\Sigma_v}{q} = 0,051,$

$$\left(\frac{\Sigma_v}{q}\right) q_1 = 0,051 \cdot 0,762 = 0,0398 \text{ см}^{-1}.$$

Аналогичным образом производим вычисление для водорода и затем определение поперечного сечения выведения для CH_2 по формуле (181). Результаты расчета приведены в табл. 39.

Таблица 39

Элемент	A	q	$\Sigma_v/q, \text{см}^2/\text{г}$	$\left(\frac{\Sigma_v}{q}\right) q_i$
C	12,01	$\frac{12,01}{14,02} \cdot 0,89 = 0,762$	0,051	0,038 ₉
H	1,0	$\frac{2,0}{14,02} \cdot 0,89 = 0,127$	0,602	0,076 ₄

$$\Sigma_v = 0,115 \text{ см}^{-1}.$$

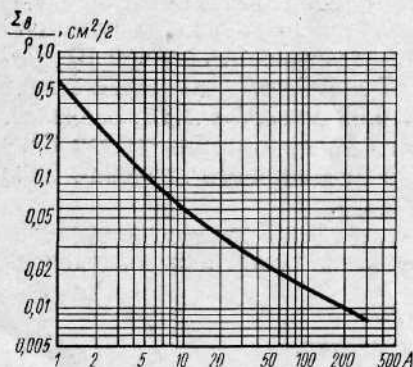


Рис. 76. Макроскопическое сечение выведения нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

К введению

1. Юдин М. Ф. Единица для измерения нейтронной дозы. «Измерительная техника» № 1, 1960, 51—53.
2. Failla G., Rossi H., Am. J. Roentg. Rad. Therapy, 64, 1950, 489.
3. Rossi H., Failla G. Nucleonics, 14 (No. 2), 1956, 32.
4. Юдин М. Ф., Филиппов О. А. Тканеэквивалентный дозиметр быстрых нейтронов. «Измерительная техника» № 4, 1961, 87—92.
5. Chadwick J. Proc. Roy. Soc., 1932, A136, 692.
6. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys., 30, No. 2, part. II, 1958, p. 591.
7. Rutherford E. Proc. Roy. Soc., A97, 1920, 373.
8. Bothe W., Becker H. Zs. f. Phys., 66, 1930, 289.
9. Curie I., Joliot F. Compt. rend., 194, 1932, 273.
10. Curie I., Joliot F. Compt. rend., 194, 1932, 708.
11. Fermi E., Marshall L. Phys. Rev., 72, 1947, 1139.
12. Прокофьев Ю. А., Спивак П. Е. «Атомная энергия» 12, вып. 4, 1962, 278.
13. Юз Д. Дж. Нейтронные эффективные сечения. М., ИЛ, 1959, стр. 81.
14. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, т. II, М., ИЛ, 1955, стр. 193.

К главе I

1. Anderson H. L., Feld B. T. Rev. Sci. Instr., 18, 1947, 186.
2. Wattenberg A. Phys. Rev., 71, 1947, 497.
3. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, т. II, М., ИЛ, 1955.
4. Власов Н. А. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
5. Amaldi E. «Reactions with Emission of Neutrons and Neutron sources», Handbuch der Physik Springer — Verlag Encyclopaedia of Physics, v. XXXVIII, p. 2, 1959.
6. Hanson A. O. «Radioactive Neutron Sources» in «Fast Neutron physics», p. 1. Ed. Marion I. B. and Fowler I. L. Interscience publishers, Inc., New York, 1960.
7. Бейсс К. Ф. Радиоактивные стандартные препараты. М., ИЛ, 1958.
8. Пермяков В. М. «Радиохимия», т. II, выа. 2, 1960, 255.
9. Runnalls O. I. C. and Boucher R. R. Can J. Phys., 34, 1956, 949.
10. Mosburg E. R. in NBS Handbook, 72, 1960.
11. Hess W. N. Ann. Phys., 6, 1959, 115.
12. Dixon W. R., Bielsch A., Geiger K. W., Can. J. Phys., 36, 1957, 699.
13. De Pangher I., Nucl. Inst. and Methods, 5, No. 2, 1959, 61.
14. Schnidt-Rohr N. Z. Naturforsch., 8a, 1953, 470.
15. Houtermans F. G. and Teucher M., Z. Physik, 129, 1951, 365.
16. Handbook NBS, 72. Measurements of Neutron flux and Spectra, 1960.
17. Bretscher E., Cook G. B., Martin G. R., Wilkinson D. M., Proc. Roy. Soc., A196, 1949, 436.

18. Technical bulletin NS-I, Commercial Products Division AECL, Ottawa, Canada, 1956.
19. Bawn I. W. VS AEC UR-381: University of Rochester, New York, 1955.
20. Cochran R. G., Henry K. M. Rev. Sci. Instr. 26, 1955, 757.
21. Whitmore B. G., Baker W. B. Phys. Rev., 78, 1950, 799.
22. Murray R. B. Nuclear Instruments, 2, 1958, 237.
23. Комаишко Г. С. и др. «Атомная энергия» 5, вып. 1, 1958, 64.
24. Randolph M. L. et al. Health Phys., 5, No. 1—2, 1961, 45.
25. Seaborg G. T., Katz J. J. The Actinide Elements Mc. Graw-Hill Book Co. Inc., New York, 1954.
26. Tate R. E. and Coffinberry A. S., Proc. II UN, Inter. Conf. of Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 14, Nuc. Phys. and Instr., 1958.
27. Конобеевский С. Т. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Отд. хим. наук. М., изд. АН СССР, 1955.
28. Stewart L. Phys. Rev., 98, 1955, 740.
29. Broek H. W., Anderson C. E., Rev. Sci. Instr., 31, 1960, 1063.
30. Romain F. A., Bonner T. W., Bramblett R. J., Hanna J., Phys. Rev., 126, 5, 1962, 1794.
31. Geiger K. W., in NBS Handbook, 78, 1960.
32. Hall G. R., Markin T. L. J. Inorg. a. Nucl. Chem., 2, 1956, 203.
33. Tobailem I. Phys. Rad., 16, 1955, 48.
34. Geiger K. W. and Jarvis C. I. D. Can. J. Phys., 40, No. 1, 1962, 33.
35. Silvasi A. I. D., Geiger K. W. and Dixon W. R. J. Nuclear Energy, Part A, 11, 1960, 131.
36. Barmot D. M., in [6].
37. Curtiss L. F. and Carson A. Phys. Rev., 76, 1949, 1412.
38. De Juren J. and Chin J. Journ. Res. NBS 55, No. 6, 1955, 311.
39. Egger C., and Hughes D. J. US. Atomic Energy, Com. Rep. ANL-4476, 1950, see [16].
40. Littler D. J. Rep. AERE NP/R, 1957, 1557.
41. Schinift H. W. Nucl. Physics, 20, No. 2, 1960, 220.
42. Hennely E. J., Nucleonics, 19, 1961, 124.
43. Петржак К. А., Флеров Г. Н. ЖЭТФ, 10, 1940, 1013.
44. Segre E. Phys. Rev., 86, 1952, 21.
45. Richmond R., Progress in nuclear energy, ser. I, Physics and Mathematics, v. 2, 1958, 165.
46. Вдовенко В. М. Химия урана и трансурановых элементов. М. — Л., изд. АН СССР, 1960.
47. Хайд И., Сиборг Г. Трансурановые элементы. М., ИЛ, 1959.
48. Broolley J. E. and Fowler J. L. in «Fast neutron physics», p. 1. Ed. Marion J. B. and Fowler J. L. Interscience publishers, Inc., New York, 1960.
49. Granberg et al. Phys. Rev., 103, 1956, 662.

К главе II

1. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, т. II, М., ИЛ, 1955.
2. Власов Н. А. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
3. Юз Д. Дж. Нейтронные эффективные сечения. М., ИЛ, 1959.
4. Hughes D. J., Harvey J. A. Neutron cross sections, BNL—325, 1955.
5. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron cross sections, BNL—325, 1958.
6. Юз Д. Дж. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., ИЛ, 1954.
7. Curtiss L. F. Introduction to neutron physics T, N—J, L, 1959.
8. Bethe H. A. Rev. Mod. Phys., 9, 1937, 69.
9. Гудмен К. (ред.). Научные и технические основы ядерной энергетики, т. II. М., ИЛ, 1950.

К главе III

1. Handbook 63, NBS USA, Nov. 1957.
2. Hadley J. et. al. Phys. Rev. 75, 351, 1949.
3. Шальнов М. И. Тканевая доза нейтронов. М., Госатомиздат, 1960.

4. Brally et al. Phys. Rev., 88, 618, 1952.
5. Росси Б. Частицы больших энергий. М., Гостехиздат, 1955.
6. Шальнов М. И. «Атомная энергия» 4, вып. 6, 1958, 557.

К главе IV

1. Sharpe J. Nucl. Eng., 3, No. 27, 1958, 251.
2. Marion J. B., Fowler J. L. Edit. Fast neutron Physics. Interscience publishers Inc., New York, 1960.
3. Allen W. D. «Neutron Detection», George Navnes Limited, London, 1960.
4. Curtiss L. F. Introduction to neutron physics D. Van Nostrand Company, Inc. 1959.
5. Owen R. Nucl. Power 3, 24, 1958, 166.
6. Власов Н. А. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
7. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, т. II, М., ИЛ, 1955.
8. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
9. Матвеев В. В., Соколов А. Д. В сб. «Аппаратура для спектрометрии ядерных излучений». М., Госатомиздат, 1960.
10. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. М., ИЛ, 1960.
11. Abson W., Gray A. L. Nucl. Power, 3, 24, 1958, 160.
12. Abson W., Salmon P. G., and Pyrain S. Proc. IEE, 105B, 22, 1958, 357.
13. Swift O., Bayard R., Nucleonics 17, No. 5, 1959, 122.
14. Kazimierski A. Nukleonika IV, No. 2, 1959, 199.
15. Савельев В. Я., Кононенко. ПТЭ № 1, 1959, 61.
16. Abson W., Wade. Proc. IEE 103B, 1956, 590.
17. Дмитриев А. Б. и др. ПТЭ № 3, 1959, 59.
18. Вьюгов П. М., Дементий В. С. «Украинский физический журнал» № 4, 1961, 468.
19. Abson W. et al. Proc. IEE 105B, 22, 1958, 349.
20. Lamphere R. W. in «Fast Neutron Physics» ed. Marion J. Fowler J. L., 1960.
21. Mc-Henri D. Nucleonics, 17, No. 1, 1959, 60.
22. Melese G. Nucl. Sci. and Eng., 6, No. 3, 1959, 253.
23. Ericksen et al. IRE Trans of Nucl. Science. NS-3, 3, 1956, 8.
24. Rohr, Rohrer, Macklin. Rev. Sci. Inst., 23, 1952, 595.
25. Ferguson A. T. G. in «Fast Neutron Physics» ed. Marion J., Fowler J. L., 1960.
26. Филонов В. С. В сб. работ по некоторым вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений, вып. 1. М., Госатомиздат, 1960.
27. Тимофеева Т. В. «Атомная энергия» 3, вып. 8, 1957, 156—157.
28. Тимофеева Т. В., Хормушко С. П. Изв. АН СССР (серия физическая), 22, № 1, 1958, 14.
29. Stedman R. Rev. Sci. Inst., 31, No. 10, 1960, 1156.
30. Войтовецкий В. К., Толмачева Н. С. «Атомная энергия» 6, вып. 4, 1959, 472.
31. Mitrofanov N., Van Half. J. Nucl. Instr., 7, 1960, 63.
32. Brooks F. D. Nucl. Inst. and Methods, 4, 1959, 151.
33. Дорошенко Г. Г., Столярова Е. Л. В сб. работ по некоторым вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений, вып. II. М., Госатомиздат, 1961.
34. Owen R. B. Nucleonics, 17, No. 9, 1959, 92.
35. Дукаревич Ю. В., Дюмин А. Н. ПТЭ № 3, 1960, 48.
36. Дорошенко Г. Г., Столярова Е. Л. Изв. АН СССР (серия физическая), № 1, 1961, 152.
37. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron cross sections, BNL-325, 1958.
38. Byerly P. B. in «Fast Neutron Physics» ed. Marion J. Fowler J. L. 1960.
39. Handbook 72, NBS, USA, 1961.
40. Hurst G. S. et al. Rev. Sci. Inst., 27, 1956, 153.

41. Lamphere R. W. in «Fast Neutron Physics» ed. Marion J., Fowler J. L., 1960.
42. Barshall H. H. Handbook der Physics. Encyclopedia of Physics., v. 45, p. 437. Springer, Verlag, 1958.
43. Баранов П. С., Гольданский В. И., Роганов В. С. ПТЭ № 6, 1957, 45.
44. Hanson A. O., Mc. Kibben J. L. Phys. Rev., 72, 1947, 673.
45. Allen W. D. Atomic Energy Research Establ. (Gr. Brit.), NP/R, 1955, 1667.
46. Glasgow D. W. US Atomic ECDR-HW-32086, 1954 (see [39]).
47. Biram M. B., Tait J. H. AERE T/R 563, Harwell Berks., 1950.
48. Langsdorf A. Fast Neutron Physics, ed. by Marion J., Fowler J. L., 1960.
49. Ванет П. И., Дорофеев Г. А., Тонапетян С. Г. «Атомная энергия» 7, № 2, 1960, 172.
50. Tochilin E., Alves R. Nucl. Instr. Methods, v. 8, No. 2, 1960, 225.
51. Nobles et al. Rev. Sci. Inst., 25, 1954, 334.
52. Eberhard E. Journ. de Phys. et le Radium. v. 15, No. 11, 1954, 765.
53. Mc. Taggart M. H. AWRE (Great Brit.) Rep. NR/A 1/59, in [56].
54. Graves E. R., Davis R. W. Phys. Rev., 97, 1955, 1205.
55. Kuschnerink S. A. Can. J. Phys., 30, 1952, 402.
56. Allen W. D. Fast Neutron Physics, ed. by Marion J., Fowler J. L., 1960.
57. Allen W. D., Henkel R. L. Progress in Nuclear Energy, ser. 2 (Phys. and Math.), v. 2, 1957, 26.
58. Дорофеев Г. А., Добрынин Ю. П. «Атомная энергия» 5, 1957, 217.
59. Hughes D. J. in Nuclear Engineering Handbook, ed. by H. Etherington N. Y. Mc. Graw-Hill, 1958.
60. Константинов А. А., Кочин А. Е. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР, вып. 69 (129), 1962, 13.
61. Манн У. Б., Селигер Г. Г. Приготовление и применение эталонных радиоактивных препаратов. М., Госатомиздат, 1960.
62. Brinkman G. A. Standardization of radioisotopes. Academisch proefheft, 1961.
63. Bothe W. Zeits. f. Physik, 120, 1943, 437.
64. Юз Д. Дж. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., ИЛ, 1954.
65. Bollinger L. M. and Thomas G. E. Rev. Sci. Inst., 28, 1957, 489.
66. Bazon J. K., Dennis J. A., Nucl. Instr. and Methods, 16, 1962, 321.
67. Perry J. E. in «Fast Neutron Physics», ed. by Marion J. and Fowler J. L., 1960.
68. Петржак К. К., Бак М. А., Ферсман Б. А. «Атомная энергия» 2, вып. 4, 1957, 319.
69. Martin P. C. Nucl. Inst. and Methods, 5, 23, 1959.
70. Little D. J. Rep. AERE NP/R1557, 1957.
71. Юз Д. Дж. Нейтронные эффективные сечения. М., ИЛ, 1959.
72. Ferguson A. T. G. in «Fast Neutron Physics», ed. by Marion J. and Fowler J., 1960.
73. Allen W. D., Ferguson A. T. G. Proc. Phys. Soc. (London), 70A, 1957, 573.
74. Johnson C. H. in «Fast Neutron Physics», ed. by Marion J. and Fowler J., 1960.
75. Batchelor R., Ales R., Skyrme T. H. R. Rev. Sci. Instr., 26, 1955, 1037.
76. Benenson R. E., Shurman M. B., Rev. Sci. Instr., 29, 1, 1958.
77. Рыбаков К. Е., Сидоров В. А. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1958.

К главе V

1. Маликов М. Ф. Основы метрологии. Комитет стандартов, мер и измерительных приборов. М., 1949.
2. Долинский Е. Ф. «Измерительная техника» № 1, 1956, 8.
3. Юдин М. Ф. «Измерительная техника» № 1, 1960, 51.

4. Истомина А. Г., Кеирим-Маркус И. Б. Приложение № 1 к журн. «Атомная энергия» за 1958 г., стр. 136.
5. Шальнов М. И. Тканевая доза нейтронов. М., Госатомиздат, 1960.
6. Истомина А. Г., Кеирим-Маркус И. Б. «Атомная энергия» 8, вып. 3, 1960, стр. 239.
7. ISO/TK 12, 484, IX, 1962.
8. Handbook 75, NBS USA, Febr. 1961.
9. Emery E. W. Brit. J. Radiol., 29, № 343, 1956, 370.
10. Gross W. et al. Rad. Res., 7, 1957, 570.
11. Bayet al. Rad. Res., 7, 1957, 558.
12. Jesse W. P. Phys. Rev., 109, 1958, 2002.
13. Jesse W. P. et al. Phys. Rev., 97, 1955, 1668.
14. Weiss Y., Bernstein W. Phys. Rev., 103, 1956, 1253.
15. Bernier et al. Rad. Res., 5, 1956, 613.
16. Skarsgard et al. Rad. Res., 7, 1957, 217.
17. Ovada et al. Rad. Res., 3, 1955, 340.
18. Аглинцев К. К. и др. «Измерительная техника» № 2, 1959, 52.
19. Goodwin P. N. Rad. Res., 10, 1959, 6.
20. Barber W. C. Phys. Rev., 97, 1955, 1071.
21. Reid W. B., Johns H. E. Rad. Res., 14, 1961, 1.
22. Fano U. Rad. Res., 1, 1954, 237.
23. Handbook 79, NBS, USA, Sept. 1961.
24. Spencer L. V., Atix F. H. Rad. Res., 3, 1955, 239.
25. Rossi H. H., Rosenzweig W. Rad. Res., 2, 1955, 417.
26. Ebert M. et al. Rad. Res., 3, 1955, 105.
27. Hurst et al. Rev. Sci. Instr., 27, 1956, 153.
28. Sayeg et al. Radiology 70, 1958, 95.
29. Handbook 78, NBS, USA, Jan. 1961.
30. Hurst G. S., Ritchie R. H. Rev. Sci. Instr., 18, 1953, 703.
31. Caswell R. S., Rev. Sci. Instr., 31, 1960, 869.
32. Auxier J. A., Hurst G. S., Zedler R. E., Health Physics, 1, 1958, 21.
33. Радиационная дозиметрия, под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М., ИЛ, 1958.
34. Hornyak W. F. Rev. Sci. Instr., 23, 1952, 264.
35. Brown B., Hooper E. B. Nucleonics, 16, (4), 1958, 96.
36. Спелышков С. И., Юдин М. Ф. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР, вып. 55 (115), 1961, 74.
37. Muckenthaler F. J., USA OKNL-2389, 1957, 270.
38. Skjoldebrand R. A. J. Nucl. Energy, 1, 1955, 299.
39. Moyer B. J. Nucleonics, 10, (№ 5), 1952, 4.
40. Thompson B. W. Nucleonics, 12, (№ 5), 1954, 43.
41. Юдин М. Ф., Филиппов О. А. «Измерительная техника» № 4, 1961, 87.
42. Hurst G. S. et al. Rev. Sci. Instr. 22, 1951, 981.
43. De Pangher J. USA Report HW-54584, 1957.
44. Hurst G. S. Brit. J. Radiol., 27, № 318, 1954, 353.
45. Хэрст, Ритчи, Миллс. Дозиметрия ионизирующих излучений. Междунаро. конф. по мирному использованию атомной энергии 1955 г. М., Гостехиздат, 1956, стр. 213.
46. Cockroft A. L., Curran S. C. Rev. Sci. Instr., 22, 1951, 37.
47. Wagner E. B., Hurst G. S. Health Physics, 2, 1959, 57.
48. Rossi H. H., Rosenzweig W. Radiology, 64, 1955, 404.
49. Rossi H. H., Rosenzweig W. Radiology, 66, 1956, 105.
50. Snyder W. S., Nenfeld J. Brit. J. Radiol. 28, (№ 331), 1955, 342.
51. Anderson H. Z., Fermi E., Marshall L. Phys. Rev., 70, 1946, 815.
52. Ливингстон Н., Стенли. Циклотрон. М., ИЛ, 1948, 78.
53. Tittman J. Phys. Rev., 90, 1953, 256.
54. Истомина А. Г. «Медицинская радиология» 3, (№ 3, 4) 1958.
55. Ямпольский П. А. и др. «Атомная энергия» 2, вып. 4, 1959, 351.

56. Mitchell J., Brit. J. Radiol., 20, № 233, 1947, 177.
57. Tait J. H., Brit. J. Radiol., 23, N 269, 1950, 282.
58. Mills W. A., Hurst G. S., Nucleonics, 12, (№ 4), 1954, 17.
59. Barr T. A., Hurst G. S., Nucleonics, 12, (№ 8), 1954, 33.

К главе VI

1. Юдин М. Ф. Методы и аппаратура для градуировки дозиметрических приборов, М., Стандартгиз, 1962.
2. «Поверочные схемы». М. — Л., Стандартгиз, 1960.
3. De Juren J. A., Chin J. I. Res. NBS, 55, 1955, 311.
4. Geiger K. W., Whyte G. N. Can. J. Phys., 37, 1959, 256.
5. Hughes D. J., Schwartz R. B., B. N. L-325, Sup. 1, 1957.
6. De Troyer, Tavernier G. C. Acad. roy. Belg. Bull. class sci., 40, 1954, 150.
7. Huber P., Seitz J. Helv. Phys. Acta, 23, 1955, 651.
8. Mc Taggart M. H., Nucl. Sc. and Tech. Part A/B, 14, 1961, 212.
9. Elliott L. G., Hinks E. P. Can. J. Res. 386, 1948.
10. Larsson K. E. Ark. f. Fys., 9, 1955, 293.
11. Hanna G. C., Runnals O. J. C. Can. J. Phys. 34, 1956, 959.
12. Rumsey V. H., Ward A. G. 1948, in [11].
13. Mosburg E. R., Murphey W. M. React. Sc. Technol. Part A/B, 14, 1961, 25.
14. Tittle C. W. Nucleonics 9, 1951, 60.
15. De Juren J. A. et al. J. Res. NBS, 55, 1955, 63.
16. Флеров Н. Н., Талызин Н. Н. «Атомная энергия» 3, вып. 10, 1957, 291.
17. Tech. News Bull. NBS, 43 (№ 3), 56, 1959.
18. De Juren J. A., Rosenwasser H., J. Res. NBS, 52, 1954, 93.
19. Caswell R. S. et al. Proc II UN, Inter. Conf. of Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
20. De Pangher J. Nucl. Instr. Methods, 5, № 2, 1959, 61.
21. Dosimetry and standards, p. 92. United Nations, Geneva, 1958.
22. Юдин М. Ф., Филиппов О. А. «Измерительная техника» № 4, 1961, 37.
23. Cook C. F., Strayhorn T. R. in «Fast Neutron Physics», p. 1. Interscience Publishers, N—J, L, 1960, p. 807.
24. Langsdorf A. in «Fast Neutron Physics», p. 1. Interscience Publishers, 1960, 728.
25. Юдин М. Ф. «Измерительная техника» № 1, 1960, 51.
26. Handbook, NBS, USA, 63, 1957.

Соотношение между единицами, наиболее часто используемыми в дозиметрии ионизирующих излучений, и единицами системы СИ

Наименование величины	Единица измерения	Сокращенное обозначение	Соотношение с единицами СИ
Энергия	эрг, электрон-вольт	эрг эв	$1 \text{ эрг} = 10^{-7} \text{ Дж}$ $1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Мощность	эрг в секунду	эрг/сек	$1 \text{ эрг/сек} = 10^{-7} \text{ Вт}$
Поглощенная доза ионизирующего излучения	рад	рад	$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$
Мощность поглощенной дозы ионизирующего излучения	рад в секунду	рад/сек	$1 \text{ рад/сек} = 10^{-2} \text{ Вт/кг}$
Экспозиционная доза рентгеновского и гамма-излучений	рентген	р	$1 \text{ р} = 2,5798 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$
Мощность экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений	рентген в секунду	р/сек	$1 \text{ р/сек} = 2,5798 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$
Экспозиционная доза нейтронного излучения	нед	нед	$1 \text{ нед} = 1 \text{ Кл/кг}^*$
Мощность экспозиционной дозы нейтронного излучения	нед в секунду	нед/сек	$1 \text{ нед/сек} = 1 \text{ А/кг}$
Активность радиоактивного нуклида	кюри	кюри	$1 \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ распад/сек}$
Плотность потока ионизирующих частиц или квантов	частица или квант в секунду на квадратный сантиметр	част/квант сек/см ²	$\frac{1 \text{ част (квант)}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2} = 10^4 \frac{\text{част (квант)}}{\text{сек} \cdot \text{м}^2}^{**}$
Электрический заряд	—	—	$1 \text{ единица СГС} = \frac{1}{10^9} \text{ Кл}^{***}$
Длина	сантиметр, ангстрем	см Å	$1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м}$ $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$
Масса	грамм	г	$1 \text{ г} = 10^{-3} \text{ кг}$

Наименование величины	Единица измерения	Сокращенное обозначение	Соотношение с единицами СИ
Скорость	сантиметр в секунду	см/сек	$1 \text{ см/сек} = 10^{-2} \text{ м/сек}$
Площадь	квадратный сантиметр	см ²	$1 \text{ см}^2 = 10^{-4} \text{ м}^2$
Объем	кубический сантиметр	см ³	$1 \text{ см}^3 = 10^{-6} \text{ м}^3$
Плотность	грамм на кубический сантиметр	г/см ³	$1 \text{ г/см}^3 = 10^3 \text{ кг/м}^3$
Давление	физическая атмосфера техническая атмосфера миллиметр ртутного столба	атм ат мм·рт·ст	$1 \text{ атм} = 101325 \text{ Н/м}^2$ $1 \text{ ат} = 980066,5 \text{ Н/м}^2$ $1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ Н/м}^2$
Количество теплоты	калория	кал	$1 \text{ кал} = 4,1868 \text{ Дж}$
Удельная теплоемкость	калория на грамм-градус	$\frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$	$1 \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}} = 4,1868 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$

* В соответствии с определением нед, ионизация относится к килограмму тканезквивалентного материала.

** В сокращенном обозначении единицы указывается вид частицы или квантов, например, альфа-част/сек·см² или α-част/сек·см²; нейтр/сек·см² или п/сек·см²; гамма-квант/сек·см² или γ-квант/сек·см² и т. п.

*** с — численное значение скорости света в м/сек.

**** н — сокращенное обозначение ньютона — единицы силы системы СИ.

СВИДЕТЕЛЬСТВО № _____

1. Образцовый нейтронный RaBe (α, n)-излучатель II разряда, принадлежащий _____,

(наименование организации, представившей излучатель на градуировку)

проградуирован на образцовой установке ВНИИМ им. Д. И. Менделеева путем относительных измерений плотностей потоков, создаваемых данным излучателем и RaBe (α, n)-излучателем I разряда.

2. Плотность потока нейтронов, создаваемая данным излучателем на расстоянии 1 м от центра излучателя, в условиях геометрии образцовой установки ВНИИМ оказалось равной _____ н/сек·см².

Погрешность измерения \pm _____ %.

3. Асимметрия внешнего нейтронного излучения поверенного излучателя не превышает \pm _____ %.

4. Свидетельство действительно в течение _____ лет.

5. Дата измерения «_____» _____ 19____ г.

Руководитель лаборатории _____
(подпись)

Градуировку производил _____
(подпись)

СВИДЕТЕЛЬСТВО № _____

1. Образцовый нейтронный RaBe (α, n)-излучатель II разряда, принадлежащий _____,

(наименование организации, представившей излучатель на градуировку)

проградуирован на образцовой установке ВНИИМ им. Д. И. Менделеева путем относительных измерений плотностей потоков, создаваемых данным излучателем и RaBe (α, n)-излучателем I разряда.

2. Выход нейтронов излучателя равен _____ /сек.

Погрешность измерения \pm _____ %.

3. Асимметрия внешнего нейтронного излучения поверенного излучателя не превышает \pm _____ %.

4. Свидетельство действительно в течение _____ лет.

5. Дата измерения «_____» _____ 19____ г.

Руководитель лаборатории _____
(подпись)

Градуировку производил _____
(подпись)

СВИДЕТЕЛЬСТВО № _____

1. Нейтронный дозиметр № _____, принадлежащий _____,

(наименование организации, представившей дозиметр на поверку)

сличен с образцовым нейтронным дозиметром ВНИИМ им. Д. И. Менделеева.

2. Шкала прибора соответствует указанным на ней значениям экспозиционных нейтронных доз в пределах \pm _____ %.

3. Измерения производились методом замещения в нейтронных полях, создаваемых PuBe (α, n)-источником.

4. Свидетельство действительно в течение _____ лет.

5. Дата измерения «_____» _____ 19____ г.

Руководитель лаборатории _____
(подпись)

Поверку производил _____
(подпись)

СВИДЕТЕЛЬСТВО № _____

1. Нейтронный радиометр № _____, принадлежащий _____,

(наименование организации, представившей радиометр на поверку)

поверен по образцовому нейтронному PuBe (α, n)-излучателю ВНИИМ им. Д. И. Менделеева.

2. Шкала прибора соответствует указанным на ней плотностям потоков нейтронов в пределах \pm _____ %.

3. Свидетельство действительно в течение _____ лет.

4. Дата измерения «_____» _____ 19____ г.

Руководитель лаборатории _____
(подпись)

Поверку производил _____
(подпись)

На рис. 1—9 приведены поглощенные дозы для нейтронов различной энергии на различных глубинах.

Дозы рассчитаны по методу Монте-Карло для бесконечной плоской пластины из тканеэквивалентного материала толщиной 30 см, облучаемой широким пучком моноэнергетических нейтронов, падающих перпендикулярно к ее поверхности в расчете на 1 н/см^2 .

На рисунках по оси абсцисс отложены глубины в сантиметрах, по оси ординат — поглощенная доза в рад на 1 н/см^2 .

Значения кривых:

- E_T — полная доза,
 - E_p — доза от протонов,
 - E_γ — доза от гамма-излучения,
 - E_n — доза от ядер отдачи более тяжелых чем ядра водорода.
- Точки на кривых являются расчетными.

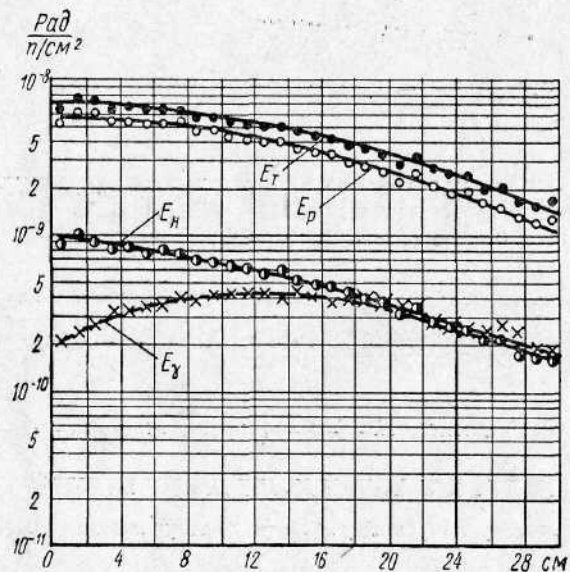


Рис. 1. Поглощенная доза нейтронов с энергией 10 Мэв

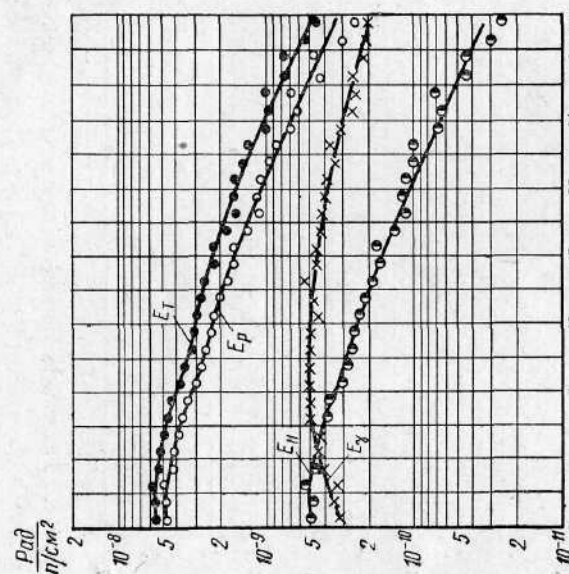


Рис. 3. Поглощенная доза нейтронов с энергией 5,0 Мэв.

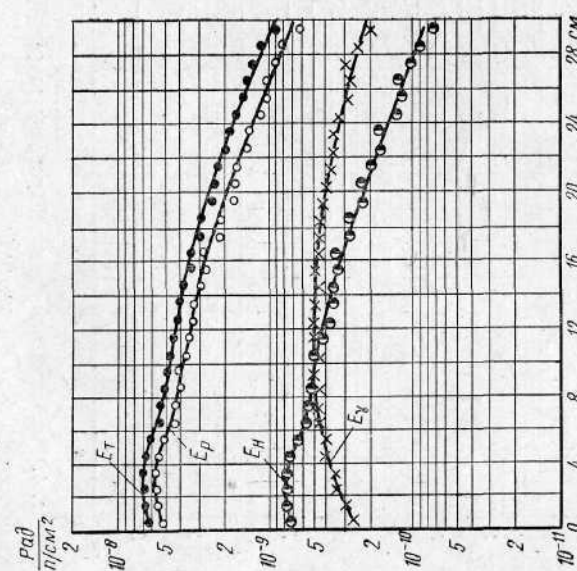


Рис. 2. Поглощенная доза нейтронов с энергией 7,5 Мэв.

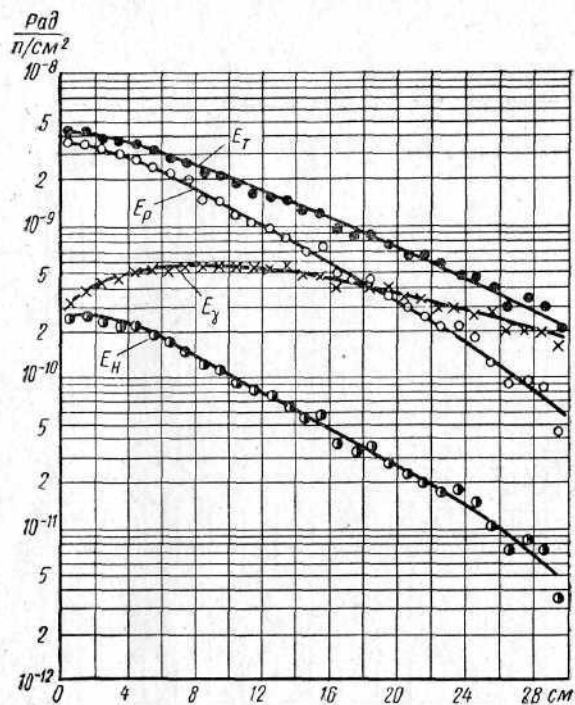


Рис. 4. Поглощенная доза нейтронов с энергией 2,5 Мэв.

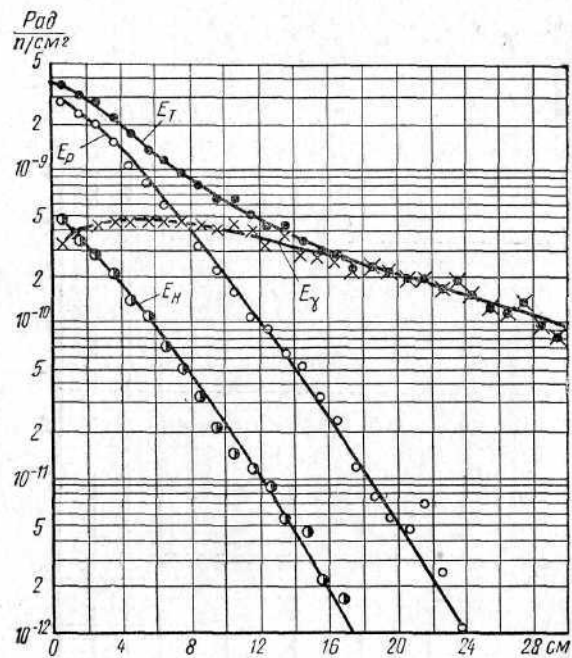


Рис. 5. Поглощенная доза нейтронов с энергией 1,0 Мэв.

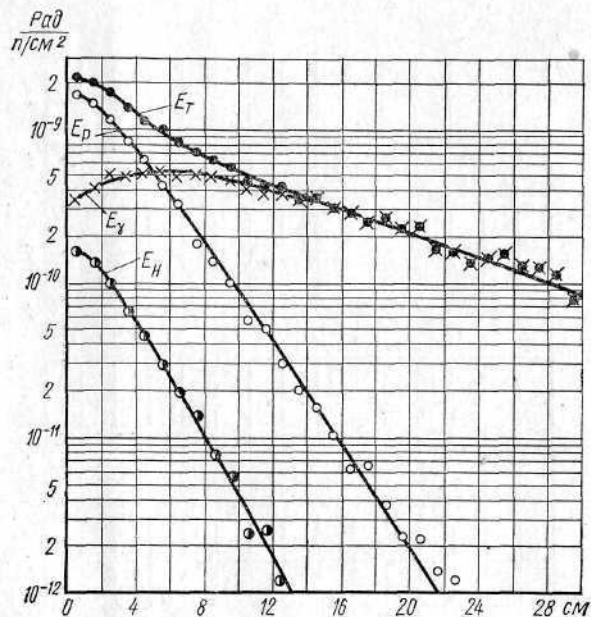


Рис. 6. Поглощенная доза нейтронов с энергией 0,5 Мэв.

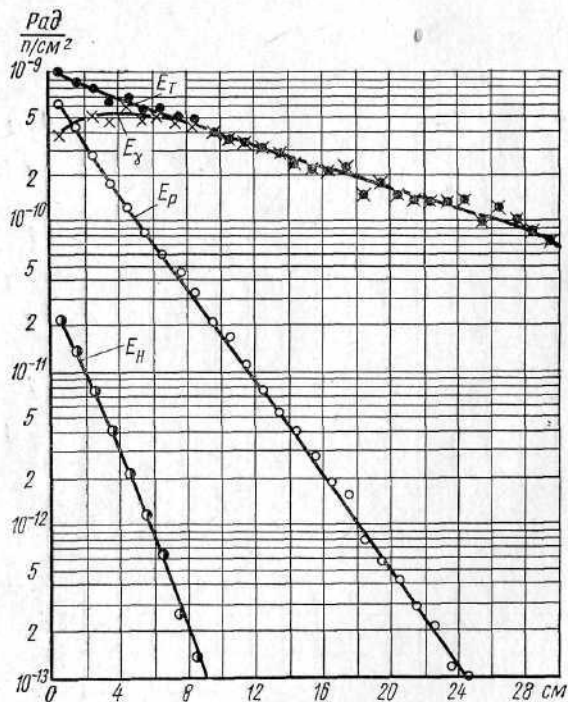


Рис. 7. Поглощенная доза нейтронов с энергией 0,1 Мэв.

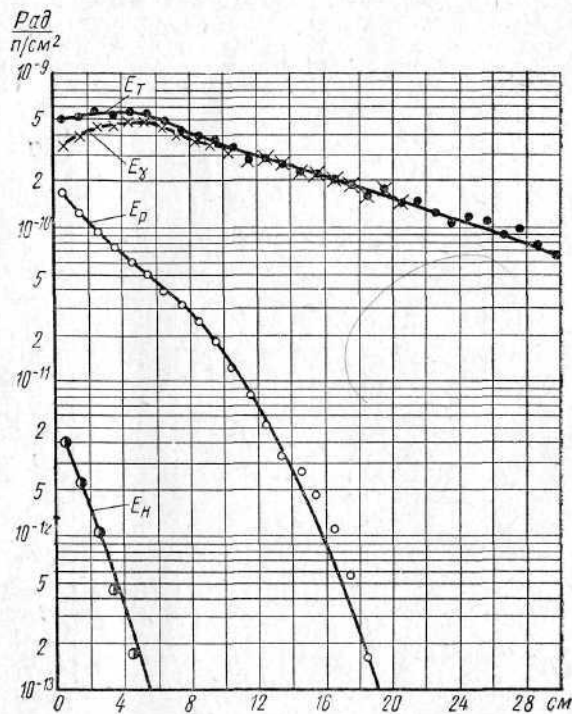


Рис. 8. Поглощенная доза нейтронов с энергией 0,02 Мэв.

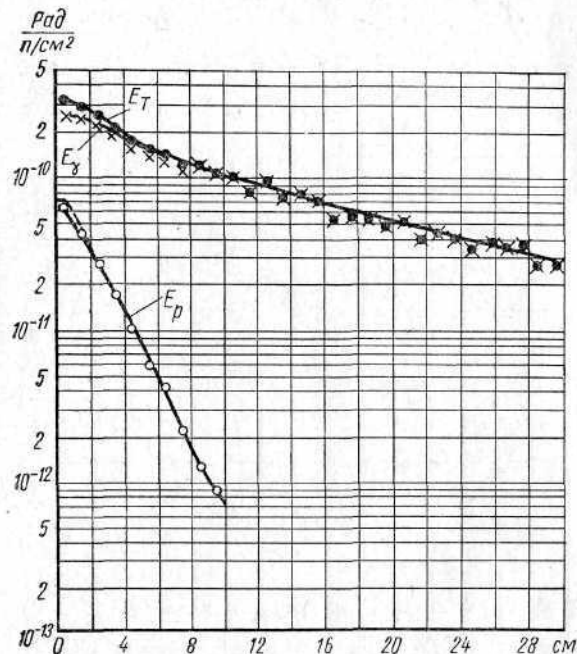


Рис. 9. Поглощенная доза тепловых нейтронов.

Значения e^{-x}

x	e^{-x}	x	e^{-x}	x	e^{-x}	x	e^{-x}
0	1	0,062	0,93988	0,215	0,8065	0,425	0,6538
0,00001	0,99999	0,064	0,93800	0,220	0,8025	0,430	0,6505
0,0001	0,99990	0,066	0,93613	0,225	0,7985	0,435	0,6473
0,0002	0,99980	0,068	0,93426	0,230	0,7945	0,440	0,6440
0,0003	0,99970	0,070	0,93239	0,235	0,7906	0,445	0,6408
0,0004	0,99960	0,072	0,93053	0,240	0,7866	0,450	0,6376
0,0005	0,99950	0,074	0,92867	0,245	0,7827	0,455	0,6344
0,001	0,99900	0,076	0,92682	0,250	0,7788	0,460	0,6313
0,002	0,99800	0,078	0,92496	0,255	0,7749	0,465	0,6281
0,003	0,99700	0,080	0,92312	0,260	0,7710	0,470	0,6250
0,004	0,99601	0,082	0,92127	0,265	0,7672	0,475	0,6219
0,005	0,99501	0,084	0,91943	0,270	0,7634	0,480	0,6188
0,006	0,99402	0,086	0,91759	0,275	0,7596	0,485	0,6157
0,007	0,99302	0,088	0,91576	0,280	0,7558	0,490	0,6126
0,008	0,99203	0,090	0,91393	0,285	0,7520	0,495	0,6096
0,009	0,99104	0,092	0,91211	0,290	0,7483	0,500	0,6065
0,010	0,99005	0,094	0,91028	0,295	0,7445	0,51	0,6005
0,012	0,98807	0,096	0,90846	0,300	0,7408	0,52	0,5945
0,014	0,98610	0,098	0,90665	0,305	0,7371	0,53	0,5886
0,016	0,98413	0,100	0,90484	0,310	0,7334	0,54	0,5827
0,018	0,98216	0,105	0,90032	0,315	0,7298	0,55	0,5769
0,020	0,98020	0,110	0,89583	0,320	0,7261	0,56	0,5712
0,022	0,97824	0,115	0,89136	0,325	0,7225	0,57	0,5655
0,024	0,97629	0,120	0,88692	0,330	0,7189	0,58	0,5599
0,026	0,97434	0,125	0,88249	0,335	0,7153	0,59	0,5543
0,028	0,97239	0,130	0,87809	0,340	0,7118	0,60	0,5488
0,030	0,97045	0,135	0,87372	0,345	0,7082	0,61	0,5434
0,032	0,96851	0,140	0,86936	0,350	0,7047	0,62	0,5396
0,034	0,96657	0,145	0,86502	0,355	0,7012	0,63	0,5326
0,036	0,96464	0,150	0,86071	0,360	0,6977	0,64	0,5273
0,038	0,96271	0,155	0,85642	0,365	0,6942	0,65	0,5220
0,040	0,96079	0,160	0,85214	0,370	0,6907	0,66	0,5169
0,042	0,95887	0,165	0,84789	0,375	0,6873	0,67	0,5117
0,044	0,95695	0,170	0,84366	0,380	0,6839	0,68	0,5066
0,046	0,95504	0,175	0,83946	0,385	0,6804	0,69	0,5016
0,048	0,95313	0,180	0,83527	0,390	0,6770	0,70	0,4966
0,050	0,95123	0,185	0,83110	0,395	0,6737	0,71	0,4916
0,052	0,94933	0,190	0,82695	0,400	0,6703	0,72	0,4868
0,054	0,94743	0,195	0,82283	0,405	0,6670	0,73	0,4819
0,056	0,94554	0,200	0,8187	0,410	0,6636	0,74	0,4771
0,058	0,94365	0,205	0,8146	0,415	0,6603	0,75	0,4724
0,060	0,94196	0,210	0,8106	0,420	0,6570	0,76	0,4677

x	e^{-x}	x	e^{-x}	x	e^{-x}	x	e^{-x}
0,77	0,4630	1,40	0,2466	2,65	0,0707	6,6	$1,360 \cdot 10^{-3}$
0,78	0,4584	1,42	0,2417	2,70	0,0672	6,7	1,231
0,79	0,4538	1,44	0,2369	2,75	0,0639	6,8	1,114
0,80	0,4493	1,46	0,2322	2,80	0,0608	6,9	1,008
0,81	0,4449	1,48	0,2276	2,85	0,0578	7,0	$9,119 \cdot 10^{-4}$
0,82	0,4404	1,50	0,2231	2,90	0,0550	7,1	8,251
0,83	0,4360	1,52	0,2187	2,95	0,0523	7,2	7,466
0,84	0,4317	1,54	0,2144	3,00	0,0498	7,3	6,755
0,85	0,4274	1,56	0,2101	3,1	0,04505	7,4	6,113
0,86	0,4232	1,58	0,2060	3,2	0,04076	7,5	5,531
0,87	0,4190	1,60	0,2019	3,3	0,03688	7,6	5,005
0,88	0,4148	1,62	0,1979	3,4	0,03337	7,7	4,528
0,89	0,4107	1,64	0,1940	3,5	0,03019	7,8	4,0974
0,90	0,4066	1,66	0,1901	3,6	0,02732	7,9	3,7074
0,91	0,4023	1,68	0,1864	3,7	0,02472	8,0	3,355
0,92	0,3985	1,70	0,1827	3,8	0,02237	8,1	3,035
0,93	0,3946	1,72	0,1791	3,9	0,02024	8,2	2,747
0,94	0,3906	1,74	0,1755	4,0	0,01831	8,3	2,485
0,95	0,3867	1,76	0,1720	4,1	0,01657	8,4	2,247
0,96	0,3829	1,78	0,1686	4,2	0,01500	8,5	2,035
0,97	0,3791	1,80	0,1653	4,3	0,01357	8,6	1,841
0,98	0,3753	1,82	0,1620	4,4	0,01228	8,7	1,666
0,99	0,3716	1,84	0,1588	4,5	0,01111	8,8	1,507
1,00	0,3679	1,86	0,1557	4,6	0,01005	8,9	1,364
1,02	0,3606	1,88	0,1526	4,7	0,00910	9,0	1,234
1,04	0,3534	1,90	0,1496	4,8	0,008230	9,2	1,010
1,06	0,3464	1,92	0,1466	4,9	0,00745	9,4	0,827
1,08	0,3396	1,94	0,1437	5,0	0,006738	9,6	$0,677 \cdot 10^{-4}$
1,10	0,3328	1,96	0,1408	5,1	0,006097	9,8	0,555
1,12	0,3263	1,98	0,1381	5,2	0,005517	10,0	0,454
1,14	0,3198	2,00	0,1353	5,3	0,004992	11,0	$1,670 \cdot 10^{-5}$
1,16	0,3135	2,05	0,1287	5,4	0,004517	12	0,614
1,18	0,3073	2,10	0,1225	5,5	0,004087	13	0,226
1,20	0,3012	2,15	0,1169	5,6	0,003698	14	0,08315
1,22	0,2952	2,20	0,1108	5,7	0,003346	15	0,03059
1,24	0,2894	2,25	0,1054	5,8	0,003028	16	$1,125 \cdot 10^{-7}$
1,26	0,2837	2,30	0,1003	5,9	0,002739	17	0,4140
1,28	0,2780	2,35	0,0954	6,0	$2,479 \cdot 10^{-3}$	18	0,1523
1,30	0,2725	2,40	0,0907	6,1	2,243	19	0,0560
1,32	0,2671	2,45	0,0863	6,2	2,029	20	$2,06 \cdot 10^{-9}$
1,34	0,2618	2,50	0,0821	6,3	1,836	25	$13,89 \cdot 10^{-12}$
1,36	0,2567	2,55	0,0781	6,4	1,662	30	$0,094 \cdot 10^{-12}$
1,38	0,2516	2,60	0,0743	6,5	1,503	35	$1 \cdot 10^{-15}$

Периоды	Ряды		Группы элементов				
			I - R ₂ O	II - RO	III - R ₂ O ₃	IV RH ₄ RO ₂	V RH ₃ R ₂ O ₅
1	I	Q P O N Z M L K	H 1 1.00794 водород 1				
2	II	Q P O N Z M L K	Li 3 6.941 литий 1 2	Be 4 9.01218 бериллий 2 2	B 5 10.81 бор 3 2	C 6 12.011 углерод 4 2	N 7 14.0067 азот 5 2
3	III	Q P O N Z M L K	Na 11 22.98977 натрий 1 8 2	Mg 12 24.305 магний 2 8 2	Al 13 26.98154 алюминий 3 8 2	Si 14 28.0855 кремний 4 8 2	P 15 30.97376 фосфор 5 8 2
4	IV	Q P O N Z M L K	K 19 39.098 калий 1 8 8 2	Ca 20 40.08 кальций 2 8 8 2	Sc 21 44.9559 скандий 2 9 8 2	Ti 22 47.90 титан 2 10 8 2	V 23 50.9415 ванадий 2 11 8 2
	V	Q P O N Z M L K	Cu 29 63.546 медь 1 18 8 2	Zn 30 65.38 цинк 2 18 8 2	Ga 31 69.72 галлий 3 18 8 2	Ge 32 72.59 германий 4 18 8 2	As 33 74.9216 мышьяк 5 18 8 2
5	VI	Q P O N Z M L K	Rb 37 85.4678 рубидий 1 8 18 2	Sr 38 87.62 стронций 2 8 18 2	Y 39 88.9059 иттрий 2 9 18 2	Zr 40 91.22 цирконий 2 10 18 2	Nb 41 92.9064 ниобий 1 12 18 8 2
	VII	Q P O N Z M L K	Ag 47 107.8682 серебро 1 18 18 8 2	Cd 48 112.41 кадмий 2 18 18 8 2	In 49 114.82 индий 3 18 18 8 2	Sn 50 118.69 олово 4 18 18 8 2	Sb 51 121.75 сурьма 5 18 18 8 2
6	VIII	Q P O N Z M L K	Cs 55 132.9054 цезий 1 8 18 18 2	Ba 56 137.33 барий 2 8 18 18 2	La-Lu 71 •	Hf 72 178.49 гафний 2 10 32 18 8 2	Ta 73 180.9479 тантал 2 11 32 18 8 2
	IX	Q P O N Z M L K	Au 79 196.9665 золото 1 18 32 18 8 2	Hg 80 200.59 ртуть 2 18 32 18 8 2	Tl 81 204.37 таллий 3 18 32 18 8 2	Pb 82 207.2 свинец 4 18 32 18 8 2	Bi 83 208.9804 висмут 5 18 32 18 8 2
7	IX	Q P O N Z M L K	Fr 87 [223] франций 1 8 18 32 18 2	Ra 88 226.0254 радий 2 8 18 32 18 2	Ac-(Lr) 103 ••	Ku 104 [261] курчатовий 2 10 32 32 18 8 2	Ns 105 [261] нильсборий 2 11 32 32 18 8 2

Рис. 43. Периодическая система элементов Д.И.Менделеева с указанием мест образования новых циклонных вихрей в ядре атома.

Группы элементов									
VI		VII		VIII				0	
RH ₂	RO ₃	RH	R ₂ O ₇	RO ₄				-	-
								2	He 4.00260 гелий
8	O 15.9994 кислород	9	F 18.998403 фтор					10	Ne 20.179 неон
16	S 32.06 сера	17	Cl 35.453 хлор					18	Ar 39.948 аргон
Cr 24 51.996 хром	Mn 25 54.9380 марганец	Fe 26 55.847 железо	Co 27 58.9332 кобальт	Ni 28 58.70 никель					
34	Se 78.96 селен	35	Br 79.904 бром					36	Kr 83.80 криптон
Mo 42 95.94 молибден	Tc 43 98.9062 технеций	Ru 44 101.07 рутений	Rh 45 102.9055 родий	Pd 46 106.4 палладий					
52	Te 127.60 теллур	53	I 126.9045 иод					54	Rn 131.30 ксенон
W 74 183.85 вольфрам	Re 75 186.207 рений	Os 76 190.2 осмий	Ir 77 192.22 иридий	Pt 78 195.09 платина					
84	Po [209] полоний	85	At [210] астат					86	Rn [222] радон

Q P O N M L K	La 57 138.9055 лантан	Ce 58 140.12 церий	Pr 59 140.9077 празеодим	Nd 60 144.24 неодим	Pm 61 [145] прометий	Sm 62 150.4 самарий	Eu 63 151.96 европий	
Q P O N M L K	Gd 64 157.25 гадолиний	Tb 65 158.9254 тербий	Dy 66 162.50 диспрозий	Ho 67 164.9304 гольмий	Er 68 167.26 эрбий	Tm 69 168.9342 тулий	Yb 70 173.04 иттербий	Lu 71 174.967 лютеций

Q P O N M L K	Ac 89 [227] актиний	Th 90 232.0381 торий	Pa 91 231.0359 протактиний	U 92 238.029 уран	Np 93 237.0482 нептуний	Pu 94 [244] плутоний	Am 95 [243] америций	
Q P O N M L K	Cm 96 [247] кюри	Bk 97 [247] берклий	Cf 98 [251] калifornий	Es 99 [254] эйнштейний	Fm 100 [257] фермий	Md 101 [258] менделевий	(No) 102 [255] (нобелий)	(Lr) 103 [256] (лоуренсий)

Атомная масса	Mn 25 54.9380 марганец	Атомный номер Распределение электронов по уровням
---------------	-------------------------------------	--

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

От авторов	3
Введение	5
Понятие о дозе нейтронного излучения	6
Основные свойства нейтрона	9
Глава I Источники нейтронов и их основные характеристики	14
Основные характеристики нейтронных источников	15
Радиоактивные источники нейтронов	17
Источники, в которых нейтроны получают с помощью ускорителей заряженных частиц	35
Ядерный реактор как источник нейтронов	38
Глава II Основные процессы взаимодействия нейтронов с веществом	40
Взаимодействие нейтронов с ядрами	40
Понятие об эффективном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами	43
Макроскопическое эффективное сечение и основные величины, харак- теризующие взаимодействие нейтронов с веществом	47
Глава III Основные процессы взаимодействия нейтронов с биологической тканью	62
Атомный состав биологических тканей и основные реакции взаимодей- ствия нейтронов с ядрами атомов тканей	62
Относительные биологические эффективности нейтронов	76
Глава IV Методы измерения нейтронных потоков и применяемая аппаратура	79
Основные методы регистрации нейтронов и применяемая аппаратура	82
Детекторы с постоянной эффективностью для нейтронов разной энергии	93
Абсолютные измерения плотности потока тепловых нейтронов	99
Методы измерения потоков промежуточных нейтронов	103
Абсолютные измерения потоков быстрых нейтронов	103
Глава V Дозиметрия нейтронного излучения	109
Единицы нейтронной дозиметрии	109
Методы определения дозы излучения на основании ионизационных из- мерений	115
Аппаратура, применяемая для определения доз излучения	139
Расчетные методы определения доз нейтронного излучения	145
Глава VI Методы передачи размера единиц плотности потока нейтронов и экспозиционной нейтронной дозы (нед) и применяемая аппаратура	154
Поверочные схемы	154
Абсолютные методы измерения выхода нейтронов	161
Эталонные и образцовые нейтронные излучатели	173
Методы и аппаратура, рекомендуемые для градуировки и проверки об- разцовых и рабочих нейтронных излучателей, радиометров и дози- метров	178
Защита от нейтронного излучения	194
Литература	198
Приложения	204