



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

М.М.Комочков

P-1349

ОСНОВЫ ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ
УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ
ДЕЙТРОНОВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Дубна 1963

М.М.Комочков

P-1349

ОСНОВЫ ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ
УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ
ДЕЙТРОНОВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Дубна 1963

Защита от радиации является важной составной частью всего комплекса сооружений современных ускорителей. Хорошо спланированная и эффективная защита дает возможность наиболее полно и гибко использовать ускоритель для физических исследований. С другой стороны, плохо спроектированная защита может быть серьезным источником помех при проведении экспериментов и ограничивать как количественные, так и качественные результаты научных исследований.

Ввод в действие первых ускорителей осуществлялся, как правило, без экранов для ослабления потоков излучений. По мере накопления опыта и знаний о вредном действии радиации, с одной стороны, и необходимости снижения фона излучений в местах размещения регистрирующей аппаратуры, с другой, все большее внимание уделяется вопросам защиты. Тенденция в создании ускорителей частиц до высоких энергий и на большие токи приводит к тому, что в значительной степени увеличиваются как размеры экранов, так и их стоимость. По этой причине появляется необходимость в более надежной информации о проникающих излучениях, возникающих при работе ускорителей. Информационный материал в настоящее время содержится в отдельных журнальных статьях и является лишь основой для построения приближенных методов расчета защиты. Однако появляющиеся с каждым годом новые данные дают основание надеяться, что точность расчетов защиты от излучений ускорителей существенно улучшится.

В предлагаемом обзоре делается попытка обобщить и критически осмыслить результаты работ, связанные с вопросами защиты от излучений ускорителей протонов, дейтронов и альфа-частиц, а

также приводятся некоторые экспериментальные и расчетные данные, ранее не опубликованные.

В разделе I представлены данные, характеризующие выход и пространственно-энергетическое распределение проникающих излучений. Эти сведения показывают, что определяющим компонентом биологической опасности на ускорителях являются в основном нейтроны. По этой причине более подробно рассмотрен вопрос защиты от нейтронов, который изложен в разделе 2. Прохождение мезонов в защите (3-ий раздел) разобрано очень коротко, т.к. этот вид радиации в редких случаях является фактором, определяющим биологическую опасность. В 4-м разделе рассмотрены вопросы активации материалов, оборудования ускорителей и воздуха, а также защита от гамма-излучения наведенной радиоактивности.

I. ВЫХОД И СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

ИЗЛУЧЕНИЙ ОТ УСКОРИТЕЛЕЙ

I. I. Общие закономерности

Выход нейтронов. Поток нейтронов B , возникающий при работе ускорителя, определяется потоком частиц I_0 , ускоренных до энергии E_0 , сечением неупругого взаимодействия σ , средним количеством нейтронов ν на одно неупругое взаимодействие и числом ядер мишени ^{*)} в столбике с основанием в 1 см^2 и высотой, равной пробегу ускоренных частиц R . Для мишени из одного элемента в тонком слое dx , находящимся на глубине x , выход равен

$$dB = n I \cdot \nu \cdot \sigma \cdot dx,$$

где n - число ядер в см^3 мишени.

Полный выход нейтронов, очевидно, будет

$$B = n \int_0^{E_0} \nu I \cdot \sigma \cdot dx. \quad (1)$$

Если перейти к переменной E , то (1) запишется в следующем виде:

$$B = n \int_0^{E_0} \frac{I_0 \cdot \sigma \cdot \nu}{\frac{dE}{dx}} \cdot dE, \quad (2)$$

причем нетрудно показать, что $I = I_0 \exp\left\{\int_{E_0}^E \frac{\sigma}{dE/dx} \cdot dE\right\}$.

Энергетические потери $-\frac{dE}{dx}$ известны для большинства ускоряемых частиц /I-4/, если известно $\sigma(E)$, а также $\nu(E)$, то

^{*)} Мишенями могут также являться детали ускорителя.

поток нейтронов может быть вычислен. К сожалению, во многих случаях $\nu(E)$ и $\sigma(E)$ известны для отдельных значений энергий. В таких случаях поток нейтронов оценивается с помощью экспериментальных данных, полученных на различных ускорителях^{15-9/}. Вычисления потока нейтронов существенно упрощаются, если ν и σ не зависят от E , а ослаблением потока частиц за счет неупругих взаимодействий можно пренебречь. При таких условиях выход нейтронов будет

$$B = nI_0 \nu \cdot \sigma \cdot R. \quad (3)$$

С помощью (3) может быть рассчитан также поток нейтронов из тонкой мишени, если вместо пробега R подставить толщину мишени. Здесь следует отметить два обстоятельства. Во-первых, необходимо учитывать нейтроны, образованные в деталях ускорителя частицами, прошедшими тонкую мишень и рассеянными по различным направлениям^{18/}. Во-вторых, для циклических ускорителей при определении потока нейтронов из тонкой мишени следует учесть, что ускоренные частицы могут пройти мишень неоднократно. Учесть оба эти обстоятельства при определении выхода нейтронов в общем случае, по-видимому, не представляется возможным.

Энергетический спектр нейтронов. Энергия нейтронов, образующихся в ядерных реакциях ускоренных частиц с веществом мишени, будет определяться рядом параметров. К ним, в частности, относятся: энергия и тип ускоренных частиц, вещество мишени и угол наблюдения нейтронов по отношению к направлению пучка ускоренных частиц. Найти аналитическую зависимость между этими величинами и энергией нейтрона для всех типов реакций в настоящее время не

представляется возможным. Для нерелятивистского случая и реакции типа $A(i,n)B$ справедливо следующее соотношение между энергией реакции Q , кинетической энергией E_i , массой ускоренной частицы m_i и углом вылета нейтрона в лабораторной системе θ_n ^{16/}:

$$Q = E \left(1 + \frac{1}{m_B}\right) - E_i \left(1 - \frac{m_i}{m_B}\right) - 2 \frac{\sqrt{m_i \cdot E_i \cdot E_n}}{m_B} \cdot \cos \theta_n. \quad (4)$$

Для тонких мишеней, однозначных значений Q и при $E_i > -\frac{m_B}{m_i} \cdot Q = E_K$ каждому значению угла θ_n соответствует вполне определенная энергия нейтрона E_n . При энергии ускоренных частиц $E_i^* < E_i < E_K$ каждому направлению вылета θ_n соответствует два значения энергии нейтрона. В случае толстых мишеней или же при гашении ускоренных частиц в деталях ускорителя спектр образующихся нейтронов оказывается сплошным. Получим аналитическое выражение, описывающее энергетическое распределение нейтронов. Число нейтронов dN , летящих из слоя мишени dx в единице телесного угла Ω под углом θ к направлению ускоренных частиц, будет равно:

$$dN = nI \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) dx. \quad (5)$$

Здесь $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ - дифференциальное сечение реакции типа $A(i,n)B$; обозначение остальных символов - прежнее. Проведя в (5) формальные преобразования, получим:

$$\frac{dN}{dE_n} = nI \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) \frac{dE_i}{dE_n}(E_n, \theta) \frac{dE_i}{dx}(E). \quad (6)$$

* E_K - пороговая энергия эндотермической реакции.

Если известно дифференциальное сечение испускания нейтронов $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, то сравнительно легко подсчитать спектр нейтронов, имея в виду связь между E_i и E_n с помощью уравнения (4). Выражение (6) нуждается в уточнении, если принимать во внимание тот факт, что поток ускоренных частиц I , проходя через мишень, изменяет свое угловое распределение. Зависимость I от θ и x может быть записана следующим образом^{/4/}:

$$I(\theta) = \frac{I}{\sqrt{\pi} \theta_s x^{1/2}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_s^2 x}\right), \quad (7)$$

где

$$\theta_s^2 = 16\pi \frac{Z}{A} r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{m v^2}\right)^2 \ln\left[196 Z^{1/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^{1/2}\right]. \quad (8)$$

Z и A — порядковый номер и атомный вес ядер мишени, r_e и m_e — классический радиус и масса электрона, m и v — масса и скорость частицы на глубине x .

Угловое распределение нейтронов. Источником сведений об угловом распределении нейтронов, получаемых при облучении мишени заряженными частицами, за небольшим исключением, являются опытные данные. К этим исключениям относятся расчеты углового распределения нейтронов, образующихся при внутриядерном каскаде, который вызывает протон, а также при разрыве дейтронов /6, 10, 11/. Результаты этих расчетов будут изложены при рассмотрении реакций с конкретными ускоренными частицами.

Гамма-излучение.^{*)}

Проблема защиты от гамма-излучения на ускорителях положительно заряженных частиц, как правило, возникает в гораздо меньшей степени, чем проблема защиты от нейтронов. Однако в ряде случаев гамма-излучение может в основном определить биологическую опасность. Подобные обстоятельства могут иметь место, например, при ускорении частиц на электростатических генераторах (ЭСГ), линейных ускорителях и на циклотронах. В первом и во втором случаях возникает гамма-излучение с энергией, как правило, меньше 0,5 Мэв, обусловленное торможением электронов в стенках и деталях ЭСГ или линейного ускорителя. Возникая при ионизации остаточного газа в камере ускорителя или в результате холодной эмиссии, электроны попадают в ускоряющее поле и движутся навстречу ускоряемым частицам с положительным зарядом, в значительной мере теряясь по пути. Благодаря этим обстоятельствам, энергия электронов может быть самой различной, что делает неопределенным и спектр тормозного излучения. Выход излучения по порядку величины в реальных условиях мало зависит от ускоряющего напряжения, тока и типа ускоряемых частиц. Так, например, мощность дозы тормозного излучения вблизи ЭСГ на 1 Мэв^{/12/} и 300 кэв^{/13/}, а также на линейном ускорителе протонов до 10 Мэв^{/14/}, составляет примерно 1 - 1,5 р/час. При этом потоки нейтронов едва достигают величин 10^6 нейтрон/(сек.м²).

При ускорении частиц до энергий больше, чем пороговые значения энергий для неупругих процессов, возможно возникновение гамма-квантов, которые испускаются с возбужденных энергетических уровней либо ядер мишени, либо ядер продуктов. Наблюдаемый линейный спектр

*) Здесь рассматривается γ -излучение, сопровождающее неупругие процессы взаимодействия ускоренных частиц с ядрами или возникающее при торможении электронов.

и относительная интенсивность линий зависят от вида и степени возбуждения ядра. Так как на ускорителях могут использоваться самые различные мишени, то оценки для защиты могут основываться на комбинированном спектре, который является огибающим линейного спектра с учетом большого числа возможных линий, ускоренных частиц и взаимодействий. Комбинированный спектр, воспроизводящий энергетическое распределение гамма-лучей от мишеней циклотрона, заимствованный из работы^{/7/}, представлен на рис. I.

При получении спектра принимались во внимание следующие соображения:

1) Большинство мишеней для ядерных исследований имеет низкий атомный номер. Средний интервал между возбужденными уровнями ядер таких мишеней составляет около 0,5 Мэв.

2) Для небольшого количества легких ядер имеется несколько возбужденных уровней вплоть до 10 Мэв.

3) Средний интервал между возбужденными уровнями в ядрах тяжелых мишеней меньше чем 0,1 Мэв.

4) Для эмиссии квантов высокой энергии имеется малая вероятность, если возбуждение может сниматься ступенями по уровням возбуждения. Подобная ситуация имеет место при распаде продуктов деления урана, для которого комбинированный спектр гамма-лучей изображен на рис. I. Предполагаемый комбинированный спектр от мишеней ускорителя имеет несколько большую часть высокоэнергичных квантов, что находится в соответствии с более широкими интервалами между энергетическими уровнями в легких ядрах. Для такого спектра эффективный коэффициент ослабления можно брать равным примерно $6,1 \text{ м}^{-1}$

для обычного бетона и около 55 м^{-1} для свинца^{/7/}. Приведенный на рис. I комбинированный спектр гамма-квантов из возбужденных ядер, по-видимому, будет справедлив не только для циклотронов, но и для ускорителей на большие энергии. В основу этого предположения может быть положено то обстоятельство, что при увеличении энергии возбуждения увеличивается вероятность снятия возбуждения путем вылета из ядра нуклонов.

При достижении ускоряемыми частицами энергий выше чем 160 Мэв/ нуклон становится возможным появление π^0 -мезонов, каждый из которых распадается на два гамма-кванта. Гамма-кванты от распада π^0 -мезонов не создают сколько-нибудь существенной проблемы ни в вопросе биологической опасности, ни в вопросе защиты на ускорителях, благодаря сравнительно малым сечениям образования π^0 -мезонов и сильному поглощению в веществе^{/7, II, 15/}.

1.2. Ускорители протонов

Поток нейтронов, возникающий при облучении ускоряемыми протонами мишеней, определяется с помощью выражения (2). Задача при этом сводится к нахождению энергетических потерь $-\frac{dE}{dx}$, сечения неупругого взаимодействия σ и среднего количества нейтронов на одно неупругое взаимодействие. Функцию $-\frac{dE}{dx}$ можно определить по данным, представленным на рис. 2. Кривые потерь энергии построены по расчетным данным Стерихеймера, которые описаны в работе^{/3/}. При расчете учтены поправки, возникающие при низких энергиях, когда скорость протона становится меньше скорости атомных электронов, а также учтен "эффект плотности", вах-

ный в области высоких энергий. На этом же рисунке приведена зависимость пробега протонов от их энергии. Сечения неупругого взаимодействия σ для энергий протонов более 80 Мэв по данным работ /16-21/ остаются постоянными в пределах экспериментальных ошибок (3-4%), причем они оказываются равными сечениям неупругого взаимодействия нейтронов. Для этой области энергий на рис.3 приводится зависимость сечения неупругого взаимодействия от атомного веса элементов, которая с точностью не хуже чем 5% описывается выражением $\sigma = 32 \cdot A^{3/4}$ для $A \geq 9$. В диапазоне энергий $Z \cdot A^{-1/3}$ Мэв $\leq E_p < 80$ Мэв можно допустить, что сечение неупругого взаимодействия протонов равно сечению неупругого взаимодействия нейтронов. В этом приближении можно воспользоваться данными о неупругих сечениях нейтронов, заимствованными из работ /16/ и приведенными на рис.4. Для протонов сравнительно малых энергий (несколько Мэв или меньше) сечения неупругого взаимодействия приводятся в обзоре /6/. В этом же обзоре приводятся выходы нейтронов из толстых мишеней для ряда реакций (р.п.).

Расчет выхода нейтронов не может быть завершен, если неизвестно количество нейтронов ν на одно неупругое взаимодействие. Процесс неупругого взаимодействия при энергиях протонов более 50 Мэв рассматривают часто состоящим из двух стадий. В этой связи нейтроны, образующиеся при неупругом взаимодействии, делают на каскадные нейтроны и нейтроны испарения. Их выходы, рассчитанные на один акт неупругого взаимодействия протонов различных энергий с

ж) $Z \cdot A^{-1/3}$ Мэв - высота кулоновского барьера.

ядрами нескольких элементов, представлен на рис.5. Выход нейтронов испарения меди определялся нами с помощью зависимости энергии возбуждения (w) от энергии протонов /11/ и $\nu = f(w)$ /22/ для значения параметра плотности уровней ядра „а“ (см. формулу 13), равного 0,1 Мэв⁻¹. Определенный таким образом выход нейтронов испарения находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами работ /23-26/, приведенными в таблице 1.

Таблица 1

Выход нейтронов из различных элементов при облучении их протонами и нейтронами

Мишень		Число нейтронов на одну первичную частицу	Число нейтронов на одно неупругое соударение
Элемент	Толщина		
Пучок протонов, $E_p = 12$ Мэв /24/			
Be	2,4 пробега протона	$(6,6 \pm 0,34) \cdot 10^{-3}$	-
Cu		$(0,98 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	-
Ta		$(0,24 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$	-
Пучок протонов, $E_p = 32$ Мэв /25/			
Be	1,0 пробега протона	$28,3 \cdot 10^{-3}$	-
C		$(0,91 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$	-
O		$(2,08 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$	-
Al		$5,06 \cdot 10^{-3}$	-
Fe		$9,60 \cdot 10^{-3}$	-
Cu		$13,2 \cdot 10^{-3}$	-

Продолжение на стр. 14

Пучок протонов, $E_p = 340$ Мэв ^{/26/}			
Al	28,8 г/см ²	0,328 ± 0,040	1,48 ± 0,22
	57,5 г/см ²	0,666 ± 0,042	1,69 ± 0,17
Cu	29,93 г/см ²	0,631 ± 0,040	3,41 ± 0,37
	59,82 г/см ²	1,17 ± 0,040	3,50 ± 0,30
Cd	30,71 г/см ²	1,11 ± 0,04	6,85 ± 0,86
	61,43 г/см ²	1,91 ± 0,10	6,44 ± 0,64
U	94,4 г/см ²	6,40 ± 0,11	17,6 ± 1,4
	23,6 г/см ²	1,79 ± 0,07	16,7 ± 1,7
Пучок нейтронов, $E_n = 90$ Мэв ^{/26/}			
C	17,2 см	0,29 ± 0,03	0,92 ± 0,12
Al	10,8 см	0,24 ± 0,02	0,91 ± 0,11
Cu	3,32 см	0,41 ± 0,04	1,9 ± 0,3
	6,64 см	0,85 ± 0,09	2,2 ± 0,3
Cd	3,48 см	0,46 ± 0,05	2,6 ± 0,3
U	1,27 см	1,23 ± 0,12	10,9 ± 1,5
	37,1 см	11,4 ± 1,3	11,8 ± 1,3
Пучок нейтронов, $E_n = 120$ Мэв ^{/23/}			
C	10 см	-	1,8 ± 1
Al	10 см	-	1,5 ± 0,8
Fe	10 см	-	1,5 ± 0,8
Cu	10 см	-	1,8 ± 0,9
Pb	9 см	-	9 ± 3

Необходимой характеристикой нейтронов для расчета защиты является их энергетический спектр. Измерения спектров нейтронов при облучении протонами тонких мишеней из различных материалов проводилось в ряде работ^{/27- 33/}. Несколько спектров нейтронов, образующихся в тонкой бериллиевой мишени при облучении ее протонами различных энергий, представлено на рис.6. Вблизи каждой кривой указана энергия протонов в Мэв. По оси ординат отложена величина потока нейтронов на единичный интервал энергии $N(E)$ в единицах максимального ее значения $\wedge E'_{\text{макс}}$. Для нормировки спектров их ординаты необходимо умножить на коэффициенты κ , определяемые из следующего условия:

$$\kappa = \frac{V_k \cdot \sigma}{2\pi \int_0^{\pi} f(\theta) d(\cos\theta) \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} N(E) dE} \quad (9)$$

где V_k - количество каскадных нейтронов с энергиями от $E_{\text{мин}}$ до $E_{\text{макс}}$. Величину $E_{\text{мин}}$ приближенно можно принять равной измеренной минимальной энергии нейтронов в соответствующем спектре, а

$E_{\text{макс}} = E_p$; $f(\theta)$ - функция, описывающая угловое распределение нейтронов.

Для мишеней с большим атомным весом, чем бериллий, средняя величина энергии нейтронов в спектре несколько меньше. В таблице 2 приведены энергии нейтронов, соответствующие максимумам энергетических распределений.

Величины энергии нейтронов, при которых наблюдаются максимальные значения $N(E)$ для различных углов наблюдения

θ , указаны в таблице 3.

Таблица 2

Величины энергии нейтронов, при которых наблюдаются максимумы энергетических распределений $N(E)$ для различных мишеней ($Q=0$).

Мишень	Энергия нейтронов, Мэв		
	$E_p = 171 \text{ Мэв}^{/31/}$	$E_p = 244 \text{ Мэв}^{/32/}$	$E_p = 375 \text{ Мэв}^{/29/}$
Литий	-	-	320
Бериллий	150	215	300
Углерод	130	195	275
Алюминий	140	-	-
Свинец	-	180	-
Уран	140	-	-

Таблица 3

Величины энергии нейтронов, при которых наблюдаются максимумы энергетических распределений $N(E)$ для различных углов наблюдения (мишень - Ве).

Угол наблюдения θ , градусы	Энергия нейтронов, Мэв		
	$E_p = 244 \text{ Мэв}^{/32/}$	$E_p = 350 \text{ Мэв}^{/33/}$	$E_p = 660 \text{ Мэв}^{/30/}$
0	215	280	620; 280
15	175	-	-
18	-	-	520; 225
22,5	-	270	-

Угловые распределения нейтронов высоких энергий $E_n > 50$ Мэв были измерены для следующих значений энергий протонов: 171 Мэв, 350 Мэв^{/34/}, 480 Мэв^{/9/}, 660 Мэв^{/8/}. Величины углов $\theta_{1/2}$, которым соответствуют плотности потоков нейтронов, в два раза меньше, чем при $Q=0$ для указанных значений энергий протонов, бомбардирующих бериллиевую мишень, соответственно равны 34°, 25°, 18° и 14,5°. Зависимость $\theta_{1/2}$ (в градусах) от энергии протонов E_p (Мэв), а также функции углового распределения $f(\theta)$ от угла θ удовлетворительно описываются следующими эмпирическими зависимостями:

$$\theta_{1/2} = 14,5 \left(\frac{E_p}{660} \right)^{-2/3}, \quad (10)$$

$$f(\theta) = \begin{cases} \cos[60 \cdot \theta / \theta_{1/2}] & (0 \leq \theta \leq \theta_{1/2}) \\ \frac{1}{2} \exp\{-0,073[\theta - \theta_{1/2}]\} & 90^\circ > \theta \geq \theta_{1/2} \end{cases} \quad (11)$$

Угловое распределение потоков нейтронов, вылетающих из мишени, имеет своим продолжением распределение потоков нейтронов, образующихся в деталях и узлах ускорителя, на которые попадают рассеянные протоны. Пример такого углового распределения нейтронов вокруг ускорителя приведе на рис. 7. Измерения были проведены на синхротроне ОИЯИ Б.В.Гавриловским, Б.М.Головинным, В.П.Джелеповым и Д.М.Казариновым с помощью камер, регистрирующих осколки деления висмута нейтронами с энергиями выше 50 Мэв. Протоны при этом ускоряли до энергии 480 Мэв. Потоки нейтронов в точках 28-37 оценены с помощью расчета. Данные рис. 7 и работы^{/8/} показывают, что в различных направлениях потоки нейтронов с $E_n > 50$ Мэв не превышают 12% от максимального потока.

Ле Кутер^{/35,36/} рассмотрел задачу о последовательном испарении нейтронов и получил выражение для их энергетического распределения:

$$N(E) = E^{e-1} \frac{C^{-E} C^e}{\Gamma(C) C^e}, \quad (12)$$

где $C = 11/12 T$; T - начальная температура; $C = 16/11$; Γ - гамма-функция. Формула (12) выведена для случая, когда принято соотношение между энергией возбуждения (W) и температурой, вытекающее из модели газа ферми:

$$W = aAT^2. \quad (13)$$

На рис.8 приведены энергетические распределения нейтронов, рассчитанные нами с помощью формулы (12) и метода случайных испытаний^{/22/} для $W = 200$ Мэв ($E_p = 1200$ Мэв); $a = 0,1$ Мэв⁻¹ и $A = 109$. Сравнение кривой и гистограммы показывает хорошее согласие обоих методов расчета. Необходимая для расчетов спектра нейтронов зависимость энергии возбуждения от энергии протонов для различных ядер установлена в работе^{/11/}.

Угловое распределение нейтронов испарения может быть охарактеризовано данными^{/37/}, представленными на рис.9. В работе^{/37/} регистрировались нейтроны с энергией < 30 Мэв, возникающие в различных мишенях при облучении их коллимированным пучком нейтронов от синхротриклотрона. Спектр нейтронов от синхротриклотрона представлен на рис.6 ($E_p = 480$ Мэв). В связи с тем, что в потоке нейтронов от синхротриклотрона могла присутствовать значительная часть нейтронов с энергиями, близкими к энергиям испаряющихся нейтронов, к данным, представленным на рис.9, необходимо отнестись с некоторой осторожностью.

Взаимодействие протонов, энергии которых превышают 200 Мэв, с ядрами сопровождается образованием \mathcal{K} -мезонов всех зарядовых состояний. Выход \mathcal{K} -мезонов на одно неупругое взаимодействие протона с различными ядрами приведен на рис.10. Эти данные из работы^{/10/} представлены для трех значений энергии протонов: 0,46, 0,94 и 1,8 Гэв.

Из работы^{/5/} известно, что на один акт неупругого взаимодействия протона с энергией 6 Гэв образуются 2 заряженных и один нейтральный \mathcal{K} -мезоны с общей кинетической энергией 2,6 Гэв. Дифференциальные сечения образования мезонов при энергиях протонов 28 Гэв имеются в работе^{/38/}. В связи с тем, что при взаимодействии π -мезонов с веществом проявляются индивидуальные качества, зависящие от их заряда, необходимо охарактеризовать вероятность образования мезонов различных зарядовых состояний. Из анализа сведений, полученных с помощью метода случайных испытаний^{/11/} можно сделать следующие заключения об образовании \mathcal{K} -мезонов протонами с энергиями от 0,46 до 1,8 Гэв. Отношение числа \mathcal{K}^+ -мезонов к общему количеству мезонов почти не зависит (с точностью до 20%) от атомного веса элементов (A). При увеличении энергии протонов до 1 Гэв это отношение остается постоянным и равным 0,35, увеличиваясь затем до 0,42 при $A = 1,8$ Гэв. Отношение числа \mathcal{K}^+ -мезонов к общему количеству мезонов уменьшается как при увеличении A , так и при увеличении E_p от значения, равного 0,52 для $A = 27$ и $E_p = 0,46$ до 0,27 для $A = 238$ и $E_p = 1,8$ Гэв. Обратная картина имеет место для отношения числа \mathcal{K}^- -мезонов к общему количеству мезонов. Это отношение увеличивается от 0,13 до 0,31 при увеличении атомного веса и энергии протонов в указанном диапазоне.

Энергетическое распределение $\bar{\kappa}$ -мезонов характеризуется сведениями, помещенными в таблице 4.

Таблица 4

Доля $\bar{\kappa}$ -мезонов, испускаемых в каждом из четырех энергетических интервалов при неупругом взаимодействии протонов различных энергий с ядрами меди и урана /II/

Энергия, Мэв протонов мезонов	М е д ь			У р а н		
	460	940	1840	460	940	1840
0 - 45	0,48	0,27	0,23	0,47	0,37	0,26
45 - 90	0,44	0,25	0,19	0,42	0,25	0,19
90 - 200	0,06	0,13	0,09	0,11	0,09	0,11
200	0,02	0,35	0,49	0,00	0,29	0,44

Угловое распределение $f(\theta)$ -мезонов всех зарядовых состояний является в значительной степени анизотропным /II/. Угловое распределение зависит как от атомного номера элемента, так и от энергии протонов. Наиболее резко выражена анизотропия при высоких энергиях. Например, для алюминия при $E_p = 1840$ Мэв величина $f(\theta)$ изменяется от 0,08 ($\theta = \pi$ в лабораторной сист.) до 0,35 ($\theta = 0$).

1.3. Ускорители дейтронов и альфа-частиц

Хороший обзор экспериментальных данных о выходе нейтронов и их спектрально-угловом распределении при взаимодействии дейтронов и альфа-частиц с ядрами имеется в книге Н.А.Власова /6/. Материал

работы /6/ был в основном собран до 1954 года. Ниже будут изложены краткие выводы из обзора Н.А.Власова применительно к теме настоящего раздела и некоторые результаты, полученные после 1954. Выводы следующие.

Образование нейтронов в реакциях дейтронов с ядрами сводится к двум процессам. При сравнительно малых энергиях (до 8 Мэв) преобладает процесс захвата дейтрона ядром и формирование возбужденного составного ядра, которое и испускает нейтрон. По мере увеличения энергии дейтрона увеличивается вероятность разрыва его в поле ядерных или кулоновских сил. В последнем случае обе частицы дейтрона, т.е. протон и нейтрон, оказываются свободными, не захваченными ядром. При образовании нейтрона через составное ядро энергия реакции равна разности энергии связи протона в конечном ядре и в дейтроне. Так как энергия связи протона в дейтроне мала (2,23 Мэв), а в большинстве других ядер значительно больше, то энергия реакции Q (см. раздел I.1) обычно положительна. Поэтому реакции (d, n) могут наблюдаться при любой, даже очень малой, энергии дейтронов E_d . При малых энергиях дейтрона выход нейтронов определяется проницаемостью потенциального барьера, а при дальнейшем увеличении энергии - пробегом дейтрона и вероятностью реакции образования нейтрона. Выход нейтронов в сильной степени зависит от вещества мишени при малых энергиях дейтронов. Так, например, при энергии дейтронов, равной 1 Мэв, выход из бериллия в 10 раз выше, чем из углерода.

При высоких энергиях дейтрона ($E_d \approx 50$ Мэв) зависимость выхода от атомного веса вещества мишени становится незначительной.

Это следует также из теоретического рассмотрения процесса разрыва дейтрона на края ядра. Сербер получил следующее значение сечения образования быстрого нейтрона:

$$\sigma = 50 A^{1/3} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (14)$$

Если подставить это значение σ в формулу (3) и выразить пробег дейтрона R в г/см², то получим следующее выражение для выхода нейтронов:

$$B = 0,03 I \frac{R}{A^{2/3}}. \quad (15)$$

Так как пробег дейтрона R [г/см²] в незначительной степени увеличивается с ростом A , то и выход нейтронов будет слабо зависеть от атомного веса мишеней.

Распределение нейтронов по энергиям так же, как и выход, определяется типом процесса, при котором происходит образование свободного нейтрона. При испускании только нейтрона из составного ядра его энергия определяется с помощью соотношения (4). Для тонких мишеней наблюдаемые спектры нейтронов будут представлены либо одной монохроматической линией, либо их набором в зависимости от того, имеет ли энергия реакции Q одно или несколько значений. Для толстых мишеней спектр, естественно, будет сплошным. Однако при больших значениях Q ($Q \gg E_d$) даже для толстых мишеней спектр нейтронов можно отождествить с монохроматической линией. Положение такой монохроматической линии на шкале энергии близко к величине Q .

Энергетический спектр нейтронов, образующихся в реакциях разрыва дейтрона, определяется одной из следующих формул:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{\varepsilon \cdot E \cdot d}{\left[(E_n - \frac{1}{2} E_d)^2 + \varepsilon \cdot E_d \right]^{3/2}}, \quad (16)$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{\sqrt{\varepsilon \cdot E_d}}{(E_n - \frac{1}{2} E_d)^2 - \varepsilon \cdot E_d}, \quad (17)$$

где ε - энергия связи дейтрона, равная 2,23 Мэв. Формула (16) установлена Сербером для непрозрачного ядра ($E_d = 100$ Мэв), а выражение (17) получено в предположении полной прозрачности ядра. Однако при энергиях нуклонов выше 100 Мэв ядра становятся лишь частично прозрачными [10, 11].

Угловые распределения нейтронов для непрозрачных и совершенно прозрачных ядер подчиняются следующим выражениям, соответственно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R \bar{r}}{\pi (1 - \eta^2)^{3/2}} \left\{ 1 - \frac{1}{2\eta^2} \left[\frac{1 + \eta^2}{\eta^2} - \eta \right] \right\}, \quad (18)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R \bar{r}}{\pi (1 + \eta^2)^{3/2}}. \quad (19)$$

Здесь R - радиус ядра, \bar{r} - среднее расстояние между нейтронами и протонами в дейтроне^{*)}, $\eta = \frac{\theta}{\sqrt{E_d} \cdot \left(1 - \frac{E_d}{8Mc^2}\right)}$, θ - угол вылета нейтрона, M - масса протона.

При взаимодействии альфа-частиц с несколькими десятками Мэв с ядрами нейтроны испускаются из промежуточного ядра. В большинстве случаев реакции (α, n) оказываются эндотермическими.

*) Для непрозрачного ядра принимались следующие значения этих величин: $R = 1,5 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см; $\bar{r} = 2,1 \cdot 10^{-13}$ см.

Угловые распределения нейтронов, образующихся при бомбардировке бериллиевой мишени дейтронами с энергией 280 Мэв и альфа-частицами с энергией 560 Мэв, измеренные Б.В.Гавриловским, Б.М. Головиным, В.П.Дзеповым и Д.М.Казариновым, приводятся на рис.7. Нейтроны высоких энергий, летящие в направлении, обратном направлению основного потока, образуются рассеянными на мишени или в процессе ускорения заряженными частицами.

Одним из важных исключений является реакция альфа-частиц с бериллием $Be^9(\alpha, n)C^{12}$.

При бомбардировке альфа-частицами с энергией 30 Мэв нейтроны получались практически из любой мишени. Выход из толстой мишени в этом случае может быть приблизительно представлен формулой:

$$\lg N = 9,68 - 0,0234Z,$$

где N - число нейтронов на $3 \cdot 10^{18}$ альфа-частиц. Спектр нейтронов из толстой мишени - сплошной и имеет приблизительно одинаковую форму для всех мишеней. Форма спектра имеет вид:

$$N(E) \sim E e^{-\frac{E}{25}},$$

где E - энергия нейтронов в Мэв.

Угловое распределение нейтронов, испускаемых толстыми мишенями при бомбардировке их альфа-частицами с энергией 30 Мэв, приблизительно изотропно для $Z > 15$. Для самого легкого из изученных элементов - Be отношение максимальной плотности потока нейтронов ($\theta = 0$) к минимальной ($\theta = \pi$) составляет величину, равную ~ 7 .

Исследования по образованию нейтронов дейтронами и альфа-частицами, опубликованные после 1954 года и не вошедшие в монографию /16/, были проведены главным образом в работах /9, 24, 26, 39/. Ниже будут изложены основные результаты этих исследований.

Данные по выходу нейтронов (в основном нейтронов испарения) из различных мишеней, облучаемых дейтронами, представлены в таблице 5.

Таблица 5

Выход нейтронов из различных элементов при облучении их дейтронами

И м е н я		Число нейтронов на один дейтрон	Число нейтронов на одно неупругое соударение
Элемент	Толщина		
Энергия дейтронов 24 Мэв ^{/24/}			
Be γ	0,5 г/см ²	(29,5 \pm 1,6)·10 ⁻³	-
Cu γ	0,73 г/см ²	(8,8 \pm 0,5)·10 ⁻³	-
Ta γ	1,1 г/см ²	(8,3 \pm 0,5)·10 ⁻³	
U γ	1,2 г/см ²	(11,6 \pm 0,9)·10 ⁻³	
Энергия дейтронов 190 Мэв ^{/26/}			
Li	11,4 см	0,194 \pm 0,012	0,89 \pm 0,10
Be	10,1 см	0,98 \pm 0,05	2,2 \pm 0,1
C	7,67 г/см ²	0,158 \pm 0,014	0,70 \pm 0,09
Al	6,96 см	0,45 \pm 0,05	1,3 \pm 0,2
Cu	2,53 см	0,75 \pm 0,08	2,4 \pm 0,3
Mo	2,53 см	0,98 \pm 0,10	3,4 \pm 0,3
Cd	12,24 г/см ²	0,585 \pm 0,020	4,01 \pm 0,30
Pb	12,39 г/см ²	0,713 \pm 0,030	6,1 \pm 0,6
U	1,58 см	2,24 \pm 0,07	9,0 \pm 0,9
Энергия дейтронов 315 Мэв ^{/26/}			
Cd	12,24 г/см ²	0,350 \pm 0,04	4,2 + 0,6
Ta	28,8 г/см ²	1,8 + 0,2	6,5 + 0,9
U	54,15 г/см ²	3,0 + 0,3	11,0 + 1,4

Сечение неупругого соударения $\sigma_a(d)$ определялось из условия^{/40/}: $\sigma_a(d) = \sigma_a(n) + \sigma_a(p)$, где $\sigma_a(n)$ и $\sigma_a(p)$ - сечения неупругого взаимодействия нейтронов и протонов высокой энергии, соответственно.

Анализируя экспериментальные данные, Моер нашел^{/39/}, что при бомбардировке толстой бериллиевой мишени дейтронами с энергией 60 Мэв выход нейтронов, образовавшихся в процессах срыва, прямого взаимодействия и испарения, составляет 0,2 нейтрона на один дейтрон. В работе^{/39/} представлены также энергетические распределения этих нейтронов под углами 0, 30°, 60°, 90°, 120°, 150° и 180°. Общий спектр нейтронов подобен спектру нейтронов испарения, представленному на рис. 8. Существенное отличие наблюдается для высокоэнергетической области спектра, которая в рассматриваемом случае простирается вплоть до 60 Мэв.

Плотность потока тепловых нейтронов Φ_m , образовавшихся внутри бетонной защиты ускорителя, Моер предлагает определять с помощью эмпирического соотношения

$$\Phi_m = 1,25 B, S \quad (20)$$

где B - выход быстрых нейтронов от ускорителя, S - внутренняя поверхность бетонной защиты ускорителя. Экспериментально установлено, что Φ_m не зависит от объема помещения ускорителя и мало чувствителен к энергии быстрых нейтронов. Плотность потока тепловых нейтронов, измеренная на синхротроне ОИЯИ, по порядку величины совпадает с величиной, рассчитанной с помощью формулы (20). Поток быстрых нейтронов для этого случая был заимствован из работы^{/8/}.

2. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ

2.1. Кинетическое уравнение

Наиболее общим уравнением, из которого могут быть получены данные об ослаблении потока нейтронов, их угловом и энергетическом распределении в защите, является кинетическое уравнение

$$\begin{aligned} \operatorname{div}[\vec{\Omega} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)] + \mu(E) \cdot N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \\ = n \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_E^{\infty} N(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \cdot \frac{d^2 G}{d\vec{\Omega} \cdot dE} \cdot dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E). \end{aligned} \quad (21)$$

Кинетическое уравнение записано для стационарного случая и нейтронов, проходящих через среду из одного элемента с n числом ядер в см^3 . функция $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ — функция распределения нейтронов по направлениям и энергиям, определяемая таким образом, что $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot d\vec{\Omega} \cdot dE$ представляет собой число нейтронов, прошедших в единицу времени через единичную площадку (нормаль, к которой направлена вдоль $\vec{\Omega}$) с энергией в интервале от E до $E + dE$, через элемент телесного угла $d\vec{\Omega}$ около направления единичного вектора $\vec{\Omega}$. функцию $\mu(E) = \sigma(E) \cdot n$ можно определить как линейный коэффициент ослабления нейтронов. Величина $\frac{d^2 G}{d\vec{\Omega} \cdot dE}$ — дифференциальное сечение испускания нейтронов в направлении $\vec{\Omega}$ с энергией E при взаимодействии с ядром нейтрона, летящего из направления $\vec{\Omega}'$ с энергией E' ; E_0 — максимальная энергия нейтронов. функция $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ характеризует источник нейтронов, летящих в направлении $\vec{\Omega}$ с энергией E .

Решения кинетического уравнения проводились для частных случаев /41-44/, из которых наиболее интересным для защиты уско-гителей, как нам кажется, являются решения для точечного изотропного и плоского мононаправленного источника. Для плоского мононаправленного источника функция распределения зависит от координаты x (ось x направлена перпендикулярно плоскости защиты)

ω - косинуса угла между направлением движения нейтрона и положительным направлением оси x . Поэтому $\text{div}[\vec{\omega} N(\vec{\omega}, \vec{r}, E)] = \omega \frac{\partial N}{\partial x}$, $S(\vec{r}, E) = \tilde{S}(x) S(E)$, уравнение (21) записывается в виде:

$$\omega \cdot \frac{\partial N(x, \omega, E)}{\partial x} + \kappa(E) N(x, \omega, E) = \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} N(x, \omega', E') \frac{d^2 \sigma_f}{d\Omega dE} \cdot dE' + S(E) \delta(x) \delta(\omega - \omega') \quad (22)$$

Ослабление потока быстрых нейтронов в веществе ответственны в основном два процесса: упругое и неупругое взаимодействия нейтронов с ядрами. Соответствующие этим процессам сечения взаимодействия обозначим σ_y и σ_{ny} . В этой связи интегральный член уравнения (22) разбивается на два слагаемых:

$$\omega \frac{\partial N(x, \omega, E)}{\partial x} + \kappa(E) N(x, \omega, E) = \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} N(x, \omega', E) \sigma_y(E') \cdot f(\omega', E', E) dE' + \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} N(x, \omega', E) \sigma_{ny}(E') \cdot F(\omega', E', E) dE' + S(E) \delta(x) \quad (23)$$

функции f и F определены условиями

$$\int_{E_{\min}}^{E'} f(\omega, E', E) dE = 1 \quad \text{и} \quad \int_{E_{\min}}^{E'} dE \cdot F(\omega, E', E) = K,$$

где E_{\min} - число нейтронов с энергиями больше, чем E_{\min} , испускаемых в одном акте неупругого столкновения, а E_{\min} - минимальная энергия, до которой прослеживаются нейтроны.

Для точечного изотропного источника кинетическое уравнение записывается следующим образом:

$$\omega \frac{\partial N(r, \omega, E)}{\partial r} + \frac{1 - \omega^2}{r} \frac{\partial N(r, \omega, E)}{\partial \omega} + \mu(E) N(r, \omega, E) = n \int d\Omega' \int_{E'}^{E_0} N(r, \omega', E') \sigma(E') \cdot f(\omega, E', E) dE' + \quad (24)$$

$$+ n \int d\Omega' \int_{E'}^{E_0} N(r, \omega', E') \sigma_{\text{н}}(E') \cdot F(\omega, E', E) dE' + S(E) \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} \frac{\delta(1-\omega)}{2\pi},$$

где ω - косинус угла между направлением \vec{r} и направлением радиуса-вектора \vec{r}' , а ω' - косинус угла между направлениями \vec{r} и \vec{r}' .

2.2. Результаты решений и сравнение с экспериментом

а) Прохождение нейтронов в воде: $0,33 \text{ Мэв} < E_n < 20 \text{ Мэв}$

Водород является основным элементом, замедляющим нейтроны с энергиями до 10 Мэв в применяемых материалах защиты. Поэтому большое количество расчетов было выполнено для водорода и воды. Рассмотрим прохождение нейтронов от точечного изотропного источника в воде.

Для воды значения функций, входящих в уравнение (24), будут следующие:

$$\mu = n_n (2\sigma_n + \sigma_{0^{16}}),$$

$$f_n = \frac{\delta(\omega - \sqrt{E/E'})}{2\pi E'}$$

и, если пренебречь изменением энергии нейтронов при их упругом соударении с ядрами кислорода, а неупругое соударение считать эквивалентным поглощению, то $F = C$, а функцию f можно представить как сумму слагаемых

$$f_n = \frac{1}{4\pi} \{ 1 + 3b_1(E) P_1(\omega) + 5b_2(E) P_2(\omega) + \dots \}.$$

P - полином Лежандра. Значения $b(E)$, $\sigma_{0^{16}}$ и $\sigma_{y(0^{16})}$ представлены в виде таблиц в обзоре [45]. Кинетическое уравнение при таких условиях запишется в следующем виде:

$$\omega \frac{\partial N(r, \omega, E)}{\partial r} + \frac{1 - \omega^2}{r} \frac{\partial N(r, \omega, E)}{\partial \omega} + n_n (\sigma_n + \sigma_{0^{16}}) N(r, \omega, E) =$$

$$= n_n \int d\Omega' \int_{E'}^{E_0} N(r, \omega', E') \sigma_n(E') \cdot \frac{\delta(\omega - \sqrt{E/E'})}{2\pi E'} \cdot dE' +$$

$$+ \frac{1}{2} n_n \int d\Omega' \int_{E'}^{E_0} N(r, \omega', E') f_{0^{16}}(E, \omega) \sigma_{y(0^{16})} dE' + S(E) \frac{\delta(r)}{4\pi r^2} \frac{\delta(1-\omega)}{2\pi}.$$

Из работ [42, 45] можно сделать следующие выводы, полученные из анализа решений методом моментов уравнения (25) для нейтронов с энергиями менее 20 Мэв.

1) Основную роль в прохождении нейтронов через воду играет столкновение с водородом. Так, например, для $E_n = 8 \text{ Мэв}$ дозы нейтронов, умноженные на $4\pi r^2$, на расстоянии 120 см в воде и водороде соответственно равны $1,3 \cdot 10^{-6}$ м фэр/час и $1,53 \cdot 10^{-5}$ м фэр/час (источник - точечный изотропный, испускающий 1 нейтрон/сек.; доза, соответствующая 1 нейтрон/сек, равна $1,6 \cdot 10^{-2}$ м фэр/час)

2) Для самых больших расстояний от источника, учет потери энергии при упругом столкновении на кислороде приводит к уменьшению дозы не более чем на 25%.

3) Наблюдается хорошее согласие рассчитанных и измеренных данных для дозы нейтронов на различных расстояниях от источника ($E_0 = 14$ Мэв). Наклон кривых экспериментально снятых распределений тепловых, а также быстрых нейтронов и наклон кривой расчетного распределения потока нейтронов при $E_n = 330$ кэв находятся в хорошем согласии для $z > 50$ см.

4) На расстояниях $100 \text{ см} > z > 20 \text{ см}$ можно приближенно считать, что величина $D(z) \cdot 4\pi z^2$ находится в экспоненциальной зависимости от z :

$$D(z) = D_{z=20} e^{-\mu_3 z} \cdot \left(\frac{20}{z}\right)^2$$

В этой связи можно говорить о независимости (с точностью $\pm 3\%$) от z эффективного значения линейного коэффициента ослабления дозы μ_3 в широком диапазоне толщины воды z . Более точно это выполняется для нейтронов спектра деления. В таблице 6 даны значения μ_3 и $\Delta_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu_3}$ для нескольких точечных моноэнергетических источников.

Таблица 6

Величина эффективного линейного коэффициента ослабления дозы нейтронов μ_3 и толщина слоя половинного ослабления дозы нейтронов $\Delta_{1/2}$ в воде для точечного изотропного источника ($100 \text{ см} > z > 20 \text{ см}$)

Энергия нейтронов, Мэв	μ_3, M^{-1}	$\Delta_{1/2}, \text{см}$
2	22	3,2
4	14	5,0
6	11	6,2
8	8,7	8,0
10	8,1	8,6
14	6,9	9,8
Нейтроны деления	12	6,0

Применение данных таблицы 6 для расчетов дозы нейтронов от плоского мононаправленного источника приводит к завышению дозы в несколько раз. Это утверждение согласуется с тем фактом, что значения μ_3 , приведенные в таблице, несколько меньше величин макроскопических сечений выведения, представленных в работе /46/.

б) Прохождение нейтронов в железе и свинце, $15 > E_n > 1,1$ Мэв источник - точечный, изотропный, монохроматический /43/.

При установлении кинетического уравнения для рассматриваемого случая и его решении были сделаны следующие допущения.

1) Пренебрегали замедлением нейтронов при упругом рассеянии, считая неупругое рассеяние изотропным.

2) Нейтроны в процессе неупругого рассеяния теряют энергию дискретными порциями, соответствующими системе уровней возбуждения ядер.

3) Функции, характеризующие угловое распределение нейтронов при упругом рассеянии, находили на основании интерполяции экспериментальных данных.

Экспериментально были определены пространственные распределения нейтронов с энергиями выше различных порогов регистрации.

В результате установлено, что экспериментальные и расчетные значения для источника нейтронов $E_0 = 4$ Мэв находятся в хорошем согласии, а для источника нейтронов $E_0 = 14,9$ Мэв максимальное отличие составляет 30%. Расчет показывает, что на больших расстояниях от источника (z) спектр нейтронов обогащен сильно замедленными нейтронами. На расстояниях от 20 до 60 см можно приближенно считать, что выполняется условие

$$z^2 \cdot \varphi(z) = \varphi_{z=20} \cdot C e^{-\mu_3 z} \cdot (20)^2$$

где μ_3 - эффективный линейный коэффициент ослабления потока нейтронов с энергиями выше 1 Мэв, не зависящий от z . Величины μ_3 для железа равны $13,5 \text{ м}^{-1}$ ($\Delta_{1/2} = 5,15 \text{ см}$) и $12,4 \text{ м}^{-1}$ ($\Delta_{1/2} = 5,6 \text{ см}$) при энергии источника $E_c = 4 \text{ Мэв}$ и $E_c = 14,9 \text{ Мэв}$, соответственно. Для свинца величины μ_3 принимают следующие значения: $E_c = 4 \text{ Мэв}$ $\mu_3 = 6 \text{ м}^{-1}$, $\Delta_{1/2} = 11,4 \text{ см}$; $E_c = 14,9 \text{ Мэв}$ $\mu_3 = 5,5 \text{ м}^{-1}$, $\Delta_{1/2} = 12,6 \text{ см}$. Пространственное распределение нейтронов реактора в железе, измеренное детектором тепловых нейтронов, показывает, что на расстояниях z от 30 см до 70 см значение μ_3 равно $2,2 \text{ м}^{-1}$ ($\Delta_{1/2} = 31 \text{ см}$).

в) Ослабление потоков нейтронов с энергиями от 80 Мэв до 700 Мэв в защите /44/

В этом интервале энергий сведения о дифференциальных сечениях испускания нейтронов при неупругих соударениях с ядрами отсутствуют, насколько нам известно. Поэтому разработать достаточно надежную теорию прохождения нейтронов высоких энергий в защите не представляется возможным^ж). Однако для построения приближенной теории прохождения нейтронов можно использовать данные о дифференциальных сечениях испускания протонов при неупругих соударениях протонов высоких энергий с ядрами /II, 47/, полагая их равными дифференциальным сечениям испускания нейтронов при неупругом соударении нейтронов соответствующих энергий с ядрами. Основанием для такого предположения является то обстоятельство, что кулоновский барьер не является определяющим в неупругих соударениях протонов столь высоких энергий. Кроме того, число протонов приблизи-

ж) Исключением, может быть, являются расчеты прохождения нейтронов с помощью метода случайных испытаний, предварительные результаты которых изложены Линденбаумом /16/.

тельно равно числу нейтронов в ядрах элементов, широко используемых в защите. На основании данных работ /II, 47/, представленных на рис. II, и отмеченного выше обстоятельства авторы /44/ приняли дифференциальное сечение испускания нейтронов $\frac{d\sigma}{dE}$ не зависящим от энергии как первичных (E'), так и вторичных (E) нейтронов. Угловые отклонения нейтронов в процессе взаимодействия с ядрами не учитывали, а также пренебрегали потерей энергии при упругих взаимодействиях. При этих условиях кинетическое уравнение для плоского мононаправленного источника записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial N(x, E)}{\partial x} + u(E) N(x, E) = n_0 F \int_E^{\infty} N(x, E') \cdot \sigma_{ny}(E') \cdot dE' + \delta(x) S(E) \quad (26)$$

где $u(E) = \sigma_{ny}(E) n_0$.

Для монохроматического источника нейтронов $\delta(E - E_0)$, падающего на защиту, получили сравнительно простое решение уравнения (26)

$$N(x, E) = e^{-\mu x} \left[\delta(E - E_0) + \sqrt{\frac{E_{\text{max}}}{E_0 - E}} I_1(2\sqrt{F \mu x u(E_0 - E)}) \right], \quad (27)$$

где I_1 - функция Бесселя I-го порядка мнимого аргумента. Поток нейтронов с энергиями больше, чем E_1 на глубине x , нашли интегрированием уравнения (27)

$$\Phi(x) = \int_{E_1}^{\infty} N(E, x) dE = C e^{-\mu x} I_0(2\sqrt{F \mu x u(E_0 - E_1)}), \quad (28)$$

где $E_1 = 80 \text{ Мэв}$.

г) Ослабление потоков нейтронов с энергиями от 20 Мэв до 80 Мэв $\psi(E, x)$ в защите /44/

В работе /44/ предполагается, что поток нейтронов $\psi(E, x)$ подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{\partial \psi(E, x)}{\partial x} + \mu_3(E) \psi(E, x) = 11,0 \sigma_{ny} \cdot F(E) \int_0^{E_0} N(E', x) dE'. \quad (29)$$

Дифференциальное сечение испускания нейтронов $\sigma_{ny} \cdot F(E)$ с энергиями от 20 до 80 Мэв для различных ядер находили по данным работы /II/ для взаимодействия протонов с ядрами алюминия, полагая его независимым от E' . Учитывая, что нейтроны с энергиями от 20 до 80 Мэв распределены определенным образом в угле $4x$ /II/, получили следующее решение уравнения (29)

$$\psi(E, x) = C \cdot \mu_3(E) x \cdot 11,057 \sigma_{ny} \cdot F(E) \int_0^{E_0} e^{-\mu_3(E') x} \varphi(x') dx'. \quad (30)$$

Поток нейтронов находили интегрированием (30) по энергии от $E_{мин}$ (20 Мэв) до E_1 (80 Мэв):

$$f(x) = \int_{E_{мин}}^{E_1} \psi(E, x) dE. \quad (31)$$

д) Сравнение рассчитанных и измеренных потоков нейтронов с энергиями от 20 Мэв до 700 Мэв /44, 48/

На рис. I2 представлены зависимости потоков нейтронов от толщины зашиты из стали и чугуна, на которую падают нейтроны, образующиеся при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 660 Мэв. При расчете объемный вес зашиты принимался равным $7,5 \pm 0,3$ г/см³. Пунктирная кривая (рис. I2) представляет зависимость потока нейтронов с энергиями более 80 Мэв от толщины зашиты, полученную с помощью уравнения (28) для ряда монохроматических линий при учете вклада каждой линии в энергетический спектр нейтронов, падающих на зашиту (см. рис. 6). Кривая, изображенная сплошной линией, получена с помощью равенств (28) и (31) и соответствует зависимости потока нейтронов с энергиями более 20 Мэв от толщины

защиты. Ошибки в этом случае имеют ту же величину, что и для данных, представленных пунктирной линией. На рис. I2 представлены также экспериментальные точки, указывающие поток нейтронов с энергиями более 20 Мэв /44/.

Данные рис. I2 с учетом приводимых ошибок говорят о хорошем согласии экспериментальных данных величин потоков для толщин более 20 см ($4x \approx 1$). Как и следовало ожидать, наклон кривой ослабления потока нейтронов (сплошная линия на рис. I2) определяется ослаблением нейтронов, имеющих энергии более 80 Мэв (пунктирная линия). Для отдельных широких участков толщины зашиты закон ослабления можно считать экспоненциальным. Наклоны кривых рис. I2 для $200 \text{ см} > x > 20 \text{ см}$ дают следующие значения слоев половинного ослабления: Δ (экспер) = $15,9 \pm 0,6$ см; Δ (расч) = $16,5 \pm 1,3$ см. В таблице 7 приводятся рассчитанные и измеренные /47/ величины слоев половинного ослабления для обычного бетона ($\rho = 2350$ кг/м³) при различных спектрах нейтронов, падающих на зашиту.

Таблица 7

Величина слоя половинного ослабления для различных спектров нейтронов

Энергия протонов, падающих на бериллиевую мишень, Мэв		170	250	350	480	660
Δ см. /2	Эксперимент /48/	29 ± 2	$34,5 \pm 2,0$	38 ± 2	43 ± 3	42 ± 1
	Расчет /44/	$33 \pm 2,6$	$36 \pm 2,9$	$38,5 \pm 3,1$	$41 \pm 3,3$	$42,3 \pm 3,3$

Для тяжелого бетона с $\rho = 3850 \text{ кг/м}^3$, состав которого приведен в обзоре /16/, величины $\Delta_{1/2}$ на глубине зашиты 3-4,5 м, рассчитанные с помощью метода случайных испытаний /16/ и уравнения (28), соответственно равны $25,3 \pm 2,5 \text{ см}$ и $24,5 \pm 0,7 \text{ см}$. Установлено /44/, что величина слоя половинного ослабления в диапазоне толщины от $\mu x = 1$ до $\mu x = 16$ изменяется на 14%. При расчетах

прохождения нейтронов через защиту из бетона величины линейных коэффициентов ослабления μ определялись из соотношения

$$\mu = \frac{1}{(\sum_i \sigma_{n,i} \cdot n_i)^{-1}}$$
, где $\sigma_{n,i}$ - сечение неупругого взаимодействия i -го компонента, входящего в

состав бетона, с числом ядер в 1 см^3 , равным n_i .

Результаты эксперимента и расчетов, которые представлены на рис. 12, показали, что при толщине зашиты более одной длины релаксации ($\mu x = 1$) поток нейтронов с энергиями более 20 Мэв может быть описан следующим выражением:

$$F(x) = 1,3 e^{-\mu x} I_0(2 \sqrt{F \mu x (E_0 \cdot E_2)}) \quad (32)$$

При условии наилучшего согласия измеренной и рассчитанной величины $\Delta_{1/2}$ обычного бетона при энергии 660 Мэв значение коэффициента F получили равным $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-1}$. Энергетический спектр нейтронов, полученный с помощью уравнений (27) и (30), сопоставляется на рис. 13 со спектром частиц (в основном нейтронов), рассчитанным методом случайных испытаний /16/. Сравнение провели для толщины 460 см, когда на защиту перпендикулярно падает монохроматический поток нейтронов с энергией 300 Мэв. Монохроматическую линию в спектре (кривая I) для наглядности изобразили в виде прямоугольника. Нормирование энергетического спектра 2

проводили, исходя из условия равенства площадей под кривыми I и 2 на участке от 100 до 200 Мэв. Значительная разница в спектрах на участке от 250 до 300 Мэв вызвана, по-видимому, завышенным в работе /44/ значением дифференциального сечения испускания вторичных нейтронов на отмеченном участке и заниженным значением сечения при вычислениях, на которые ссылается Линденбаум /16/. Отношение потока нейтронов с энергиями от 20 до 80 Мэв к потоку нейтронов с энергиями выше 80 Мэв плавно увеличивается от нуля до 0,3 при изменении толщины до $\mu x = 3$, оставаясь затем постоянным с возрастанием толщины зашиты.

е) Ослабление потоков нейтронов с энергиями от 700 Мэв до нескольких Гэв

При рассмотрении прохождения нейтронов с энергиями до 700 Мэв дифференциальное сечение испускания вторичных каскадных нейтронов $\frac{dG}{dE}$ принимали /44/ не зависящим как от энергии первичного нейтрона (E'), так и от энергии вторичных нейтронов (E). С увеличением энергии первичного нейтрона до нескольких Гэв такое предположение не будет находиться в согласии с имеющимися расчетными данными Метрополиса и др. /11/. Например, при энергии первичных протонов $E_p = 1,8 \text{ Гэв}$ $\frac{dG}{E_p dE}$ в значительной степени зависит от E , уменьшаясь с увеличением E . Одно только это обстоятельство уже может накладывать ограничения на использование формулы (32) для расчета ослабления потоков нейтронов с энергиями выше 700 Мэв в защите. К сожалению, неясно, в какой степени и с каких энергий это ограничение действительно. Было бы желательно сравнить расчет по формуле (32) с экспериментальными данными по ослаблению нейтронов с начальными энергиями более

700 Мэв. Однако к настоящему времени измерена лишь толщина слоя половинного ослабления для обычного бетона, равная 50 см на нейтронном пучке от беватрона ($E_p = 6$ Гэв)^{/49/} Автор работы^{/49/} относит эту величину к энергии нейтронов $E_n = 4,5$ Гэв. Этих данных недостаточно для сравнения с расчетом по формуле (32), т.к. необходимо еще знать спектр нейтронов, пороговую энергию E_0 и глубину, на которой измерена толщина слоя половинного ослабления.

В заключение следует отметить, что если проводить расчет с помощью формулы (32) для $E_0 > 700$ Мэв, то потоки нейтронов, по-видимому, будут иметь завышенные значения по сравнению с истинными.

2.3. Применение сечений выведения для расчета защиты от нейтронов с энергиями от 0,5 до 15 Мэв

Метод сечений выведения, используемый для расчета защиты от нейтронов, наиболее результативен, т.к. основан в основном на экспериментальных данных и позволяет сравнительно быстро получать искомый результат. Однако кажущаяся простота метода нередко ведет к различному истолкованию сечения выведения^{/7, 16, 49/} или неосторожному использованию результатов измерений сечений выведения при проектировании защиты, на что обращает внимание Гольдштейн^{/42/}. По этой причине необходимо придерживаться определений сечения выведения и обеспечивать выполнение необходимых условий при расчете и проектировании защиты.

Мы будем придерживаться определений, данных в обзоре Б.И.Синицына и С.Г.Цыпина^{/50/}.

Сечение выведения для гетерогенных сред. Если пластина некоторого вещества помещается в однородную водородосодержащую среду, закон ослабления нейтронов этой средой может быть записан в виде:

$$D(z,t) = D_{n \times m}(z-t) e^{-\mu_6 t}, \quad (33)$$

где $D(z,t)$ - доза нейтронов на расстоянии z от источника; $D_{n \times m}(z-t)$ - доза нейтронов в водородосодержащем материале, когда пластина отсутствует; μ_6 - макроскопическое сечение выведения; t - толщина пластины.

Величина μ_6 , определяемая из эксперимента, относится к некоторому минимальному расстоянию от исследуемой пластины, начиная с которого μ_6 остается практически постоянной в заранее заданных пределах. $z_{мин}$ зависит от энергии падающих нейтронов, материала пластины и пороговой энергии дозиметра нейтронов, используемого в эксперименте. Иногда дозиметр нейтронов в измерениях заменяется пороговым детектором или детектором тепловых нейтронов, хотя эта замена не очевидна по своей эквивалентности. Полученные в экспериментах на нейтронах с энергией около 15 Мэв значения $z_{мин}$ для различных детекторов приведены в таблице 8а.

Таблица 8а

Расстояния $z_{мин}$ для различных детекторов^{/51/}

Детектор	$z_{мин}$, см
BF_3	65
$Th^{232}(n,f)$	15-20
$Cu^{63}(n,2n)Cu^{62}$	5

Сечение выведения для однородных сред. Для однородной смеси водорода с тяжелым компонентом сечения выведения i -го компонента $\sigma_{6,i}$ определяется формулой:

$$\sigma_{6,i} = \sigma_{6,i} \frac{N_i}{\rho_i} \cdot \rho_i \quad (34)$$

где $\sigma_{6,i}$ - доза нейтронов на расстоянии z от источника в чистом водороде с эквивалентной объемной плотностью; N - число Авогадро; H_i и ρ_i - атомный вес и объемная плотность i -го компонента. Выражение (34) справедливо, если концентрация водорода в смеси составляет не менее 0,5-1% по весу [52].

Сечение выведения для различных энергий нейтронов. На основе экспериментального материала [50] на рис. 14, 15, 16 построены зависимости сечений выведения для углерода, железа и свинца от энергии нейтронов в области от 0,5 до 15 Мэв. Значения сечений выведения для кислорода, определенные в основном из расчетов дозы быстрых моноэнергетических нейтронов в воде, приведены на рис. 17. Черными кружочками и квадратом обозначены экспериментальные точки. Сечение выведения $\sigma_{6,i}$ для сложного спектра в области начальных энергий от E_1 до E_2 в случае однородной среды может быть определено из следующей формулы:

$$\sigma_{6,i} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} S_2(E) \sigma_{6,i}(z, E) e^{-\frac{z}{\lambda}} \cdot \frac{N_i}{\rho_i} \cdot \rho_i \cdot dE}{\int_{E_1}^{E_2} S_2(E) \sigma_{6,i}(z, E) dE} \quad (35)$$

где $S_2(E)$ - дозовый спектр источника, λ - 0,33 Мэв.

Для гетерогенной среды:

$$\sigma_{6,i} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} S_2(E) \sigma_{6,i}(z, E) e^{-\frac{z}{\lambda}} dE}{\int_{E_1}^{E_2} S_2(E) \sigma_{6,i}(z, E) dE} \quad (36)$$

Авторы работы [50] проверили справедливость выражений (35) и (36) путем сопоставления сечений выведения для нейтронов спектра деления, полученных расчетным и экспериментальным путем (таблица 8).

Таблица 8

Сечения выведения для нейтронов спектра деления

Элемент	$\sigma_{6,i} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (эксперимент)	$\sigma_{6,i} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (по формулам 35 и 36)
Углерод	0,81 ± 0,05	0,84
Кислород	0,74 ^{ж)}	0,67
Железо	1,98 ± 0,08	1,91
Свинец	3,53 ± 0,30	3,58

ж) Получено из расчетов прохождения нейтронов спектра деления через воду методом моментов.

2.4. Применение эмпирических констант для расчета защиты от нейтронов с энергиями более 20 Мэв

Из имеющихся литературных сведений и данных раздела 2.2 можно констатировать, что теория защиты от нейтронов с энергиями выше 20 Мэв далеко не идеальна, поскольку количественные характеристики элементарных процессов взаимодействия нейтронов не всегда известны. По этой причине большинство расчетов защит ускорителей было выполнено приближенно с применением не всегда однозначно определенных

величин слоя половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ (или Δ_0).
 Расчет обычно проводился с помощью формулы

$$N(z, \theta) = N(z_0, \theta) \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 e^{-\mu_0(z-z_0)}, \quad (37)$$

где $N(z, \theta)$ и $N(z_0, \theta)$ — потоки нейтронов после защиты и до защиты, соответственно; z_0 и z — расстояния от мишени ускорителя до и после защиты, θ — угол между направлением радиуса вектора \vec{z} и выбранным направлением (как правило, совпадающим с осью пучка), от которого происходит отсчет углов.
 Необходимые данные по угловому распределению и выходу нейтронов для определения $N(z, \theta)$ изложены в разделе I.

Данные о толщинах слоя половинного ослабления $\Delta_{1/2} = \frac{Cn_2}{\mu_0}$ с энергиями более 20 или 50 Мэв представлены в таблице 9 для различных спектров нейтронов.

Приведем для примера рабочую формулу для расчета потоков нейтронов с энергиями выше 20 Мэв, вылетающих из тонкой (4 см) бериллиевой мишени, которую бомбардируют протоны с энергией 660 Мэв:

$$N(z, \theta) = 0,061 \frac{\pi_p \cdot f(\theta)}{z^2} e^{-\frac{Cn_2}{\Delta_{1/2}} t},$$

$$f(\theta) = \begin{cases} \cos 4\theta & 0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ \\ 0,5 e^{-0,073(\theta-15)} & 15^\circ \leq \theta \leq 40^\circ \end{cases}$$

где π_p — поток протонов, θ — угол, отсчитываемый от оси пучка, t — толщина защиты.

Таблица 9

Величина слоя половинного ослабления для различных спектров нейтронов

Энергия протонов, падающих на мишень, Мэв	190Г	170	250	350	480	660	6300
Энергия нейтронов в максимуме спектра, Мэв	38 ³	29±2 ⁴	34±2 ⁴	38±2 ⁴	43±2 ⁴	42±1 ⁴	50 ⁵
Величина слоя половинного ослабления для различных веществ, см	Графит Алюминий	24 ³	24±2 ⁴	34±2 ⁴	38±2 ⁴ 45 ³ 34±2 ⁴	36±2 ⁴ 32±2 ⁴	—
	Бетон 2350 кг/м ³	18±2 ⁴	22,5±1,5 ⁴	30±2 ⁴	33±2 ⁴	15,9±0,6 ⁴	—
	" 3200 кг/м ³	—	—	—	—	—	—
	" 4100 кг/м ³	—	—	—	—	—	—
	Сталь + чугун 7500 кг/м ³	—	—	—	—	—	—
	Медь 8900 кг/м ³	—	—	—	—	—	—
	Свинец 11300 кг/м ³	10,6	—	—	—	—	—
	—	12	—	—	—	—	—

- 1) Указана энергия дейтронов
- 2) Энергия указана предположительно
- 3) Значения $\Delta_{1/2}$ измерены на глубине защиты 0,5-3,5 м (0-150 см); геометрия опыта и детекторы нейтронов сообщаются в работе /5/.
- 4) Значения $\Delta_{1/2}$ измерены на глубине 0,5-4,6 м (10-200 см); геометрия опыта, детекторы нейтронов и составы бетонов указаны в работе /48/
- 5) Из работ /49/

3. ПРОХОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ В ЗАЩИТЕ

Заряженные K -мезоны теряют энергию благодаря неупругим столкновениям с атомами среды, причем уровень потерь увеличивается с уменьшением их скорости. Замедленные ионизацией или столкновениями отрицательные K -мезоны захватываются ядрами, высвобождая энергию, соответствующую их массе покоя, в основном в виде кинетической энергии продуктов ядерных расщеплений. Для целей защиты важно знать, что в одной третьей части взаимодействий замедленных K^- -мезонов высвобождается один нейтрон с энергией около 7 Мэв^{1/1}.

Медленные K^+ -мезоны не захватываются ядрами, а распадаются на μ^+ -мезоны и нейтрино с периодом полураспада τ , равным $2,54 \cdot 10^{-8}$ сек. Положительные μ -мезоны сами распадаются на позитрон и нейтрино с периодом полураспада, равным $2,15 \cdot 10^{-6}$ сек.

Нейтральные K^0 -мезоны (K^0) распадаются сразу ($< 10^{-15}$ сек) после своего образования на два гамма-кванта. Заряженные K -мезоны высоких энергий испытывают те же виды ядерных взаимодействий, что и протоны соответствующих энергий и имеют практически такие же величины поперечных сечений для взаимодействия. В ядерных расщеплениях, производимых быстрыми K -мезонами, возникают нейтроны высоких энергий. Число таких нейтронов по оценкам Мойера^{15/} равно 1 для $E_K = 500$ Мэв, 2 для $E_K = 1$ Гэв, 3 для $E_K = 3$ Гэв.

Нейтроны высоких энергий летят в основном вперед в малом телесном угле. Таким образом задачу об ослаблении потока мезонов можно свести к вопросу об ослаблении потока нейтронов, возникающих на всем пути замедления мезонов в защите. Длина пробега мезонов

$R_{K,\mu}$ может быть определена по данным для пробега протонов (см. рис. 2) с помощью следующего соотношения:

$$R_{K,\mu}(E) = \frac{m_{K,\mu}}{m_p} R_p \left(\frac{m_p}{m_{K,\mu}} E \right), \quad (38)$$

где $m_{K,\mu}$ - масса K или μ -мезона.

Особую проблему в защите представляет μ -мезоны, образованные при распаде на лету K -мезонов высоких энергий. При некоторых условиях μ -мезоны могут пройти защиту, достаточную даже для нейтронов. Причина состоит в том, что μ -мезоны имеют очень малое поперечное сечение для ядерного взаимодействия и поэтому ионизация является по существу единственным процессом, при котором они могут терять энергию. Величина энергетических потерь для быстрых мезонов (и для всех частиц с релятивистскими скоростями) изменяется от 2 Мэв/гсм² в легких поглотителях до 1,4 Мэв/гсм² в свинце. Эти потери позволяют релятивистским частицам пройти 2,1 метра/Гэв в бетоне, 80 см/Гэв в железе и 63 см/Гэв в свинце. Большинство установленных защит для ослабления нейтронных потоков являются достаточно толстыми и для того, чтобы поглотить μ -мезоны. Однако для ускорителей на несколько Гэв с малой интенсивностью, защита от нейтронов может быть недостаточной для того, чтобы поглотить всю энергию μ -мезонов. Если пучок K -мезонов проходит значительное расстояние в вакууме или в воздухе перед тем, как войти в плотный поглотитель, то значительная его часть распадается на лету с образованием μ -мезонов. Средне-свободный пробег для распада определяется средним временем жизни, скоростью K -мезона ($v \approx c$) и релятивистским (лоренцовским) фактором увеличения времени $\frac{E}{m_K c^2}$. При энергии в несколько

Гэв, для которой μ -мезонный компонент представляет потенциальную опасность, величина $E_{\pi} \cdot m_{\pi} c^2$ является значительной и увеличивает среднее время жизни пропорционально этому фактору.

Средний свободный пробег для распада π -мезона определяется с помощью формулы

$$L = c \left(\frac{E_{\pi}}{m_{\pi} c^2} \right) \tau, \quad (39)$$

где E_{π} - кинетическая энергия π -мезона, а $m_{\pi} c^2$ - энергия покоя π -мезона.

Например, при энергии π -мезонов, равной 5 Гэв $m_{\pi} c^2 = 36$ и $L = 270$ м. Если защита находится на расстоянии 25 м, то около 9,0% отрицательных π -мезонов распадаются на μ -мезоны. Эта часть μ -мезонного потока пройдет через защиту, если толщина защиты из бетона менее 10 метров (или 3,5 стали). Наиболее очевидным методом для устранения μ -мезонного фона является установка защиты из материала с высокой плотностью вблизи мишени, где образуются π -мезоны.

4. НАВЕДЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Надежная и достаточная защита от нейтронов не может обеспечить безопасность работ на ускорителе, если не приняты меры, обеспечивающие снижение воздействия излучений наведенной радиоактивности. Уровни излучений наведенной радиоактивности становятся сравнимыми с предельно-допустимой дозой или превосходят ее в тех случаях, когда плотности потоков нейтронов достигают величин 10^8 - 10^9 нейтрон/(м².сек), а полный поток нейтронов от ускорителя - 10^{10} нейтрон/сек. В литературе, насколько нам известно, нет данных о наведенной радиоактивности ускорителей частиц до энергии 50 Мэв. По этой причине все приводимые данные будут относиться к ускорителям на большие энергии, для которых гамма-излучение является компонентом, определяющим в основном биологическую вредность. Исключением могут являться мишени кольцевых ускорителей, когда интенсивному облучению подвергается их тонкая кромка (2мм). В таких случаях доза бета-излучения в несколько раз превосходит дозу гамма-лучей.

4. I. Радиоактивность, наведенная в деталях и помещении ускорителя

Данные об уровнях гамма-излучения от наведенной радиоактивности дают возможность установить, с одной стороны, степень вредности при выполнении профилактических и ремонтных работ, а, с другой стороны, причины и пути образования наведенной радиоактивности. На рис. 18 цифрами обозначены величины мощностей доз (в мр/час) вблизи и внутри вакуумной камеры синхротрона Объединенного

института ядерных исследований. Пунктирной линией соединены точки, в которых мощность дозы равна 10 мр/час. Измерения были выполнены в марте 1963 г. и относятся к времени, равному 48 дням после остановки синхротрона, проработавшего 9 лет в основном по 140 часов в неделю в режиме ускорения протонов до энергии 660 Мэв. За этот период работы ток внутреннего пучка повышали несколько раз, в результате чего он возрос от 0,2 мка в 1954 г. до 1,1 мка в 1962 г.

Уровни гамма-излучения вблизи ускорителя в первый час после его остановки больше величин, приведенных на рис. 18 в 3-4,5 раза в зависимости от места измерения. Специальные измерения показали, что радиоактивность стенок камеры ускорителя вносит существенный вклад (до 60%) в мощность дозы вблизи синхротрона. Измерения уровней гамма-излучения в 3-х различных направлениях I, II, III (рис. 18) от синхротрона показали, что уменьшение мощности дозы при увеличении расстояния с точностью $\pm 15\%$ подчиняется известному соотношению $P_{R_2} = P_{R_1} \cdot \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2$, если отсчет расстояния проводить от точки пересечения выбранного направления и окружности крайних орбит ускоренных протонов. Данные по распределению уровней гамма-излучения вблизи синхротрона в Беркли /53/ отличаются от приведенных выше результатов измерений двумя основными особенностями: более быстрым спадом радиоактивности и почти равномерным распределением мощности дозы гамма-излучения по помещению, спустя 2 дня после остановки. Маловероятно, что эти особенности вызваны различием в конструкционных материалах, из которых изготовлены оба синхротрона, или различной компоновкой помещений.

Значительное количество измерений было выполнено при изучении распределения радиоактивности, наводимой протонами на дуанте синхротрона ОИЯИ. Об уровне радиоактивности судили по интенсивности гамма-излучения, регистрируемой счетчиком малых размеров. Часть результатов измерений представлена на рис. 19. Данные измерений показывают систематическое увеличение радиоактивности по мере удаления от центра дуанта. Подобная картина наблюдалась в камере синхротрона, из которой удален дуант. Обращает на себя внимание несимметричность кривых OA и OB, а также наличие двух максимумов на кривой OA. Все это может быть понятным, если принять следующую схему образования наведенной радиоактивности внутри камеры ускорителя. Активацию создают протоны, которые рассеиваются либо мишенями и участками дуанта, либо устройством, выводящим пучок протонов из камеры ускорителя. Об этом свидетельствует высокий уровень активности в районе крайних орбит протонов ($R \approx 275$ см), где устанавливаются мишени для генерации нейтронов и мезонов *). Получив достаточное возмущение (кулоновское или ядерное рассеяние, а также сброс энергии из-за ионизационных потерь в мишени), большая часть протонов имеет еще возможность до пересечения с дуантом проделать почти полный оборот в виде расходящегося пучка. Так как мишени и устройство, выводящее пучок, расположены в различных местах камеры ускорителя, то имеется несколько участков на дуанте, где отмечается максимальная радиоактивность. Разумеется, есть и другие причины, приводящие к выходу протонов из пучка и тем самым к активации деталей ускорителя. К этим причинам можно отнести

*) Радиоактивность дуанта на радиусе 110 см, по-видимому, в основном обусловлена протонами, орбиты которых на этом участке подняты на 2-3 см.

дефокусировку пучка и рассеяние протонов на остаточном газе. Но, по-видимому, эти факторы, по сравнению с приведенными, мало сказываются на уровне радиоактивности.

Измерения, выполненные в ЦЕРНе^{/54/}, показывают, что радиоактивность в потоке ионного источника распределена таким же образом, как это представлено кривой ОБ на рис.19.

4.2. Радиоактивность различных материалов после облучения их протонами

Наиболее детально изучена радиоактивность различных веществ после облучения их протонами с энергией 660 Мэв^{/55/}. Основные результаты работы^{/55/} состоят в следующем. В зависимости от вещества при длительном облучении удельная радиоактивность изменяется от 15 до 700 мкг-экв Ka_2 для малого времени ($t \sim 1$ ч) после окончания длительного облучения и от 3 до 250 мкг-экв Ka_2 для больших интервалов ($t \sim 1000$ ч) при потоке протонов 10^{14} протон./ m^2 сек.

Для конструкционных материалов диапазон изменения удельной радиоактивности много меньше при тех временах от конца облучения: от 500 до 700 мкг-экв Ka_2 для $t \sim 1$ г и от 100 до 250 мкг-экв Ka_2 для $t \sim 1000$ г.

Детали, изготовленные из сплавов на основе легких металлов (Al, Ni) создают мощность дозы в 2-7 раз меньше (в зависимости от толщины), чем детали той же толщины из сплавов на основе тяжелых металлов (Fe, Cu). Зависимость удельной радиоактивности различных веществ от времени приведена на рис.20, а в таблице 10 даны выходы радиоактивности с соответствующими эффективными периодами полураспада.

Оценить радиоактивность веществ, облученных протонами с энергиями, отличными от 660 Мэв, можно с помощью данных таблицы 11.

Таблица 10

Удельная радиоактивность различных веществ, облученных протонами с энергией 660 Мэв

I.	Исследуемое вещество		Бериллий					
	2.	Эффективный период полураспада		18 мин	2,1 часа	15 часов	9,2 дня	56 дней
3.	Удельная радиоактивность $2-жв. Ka_2 / 10^6$		16	2,8	4,5	1,8	5,6	

I.	Графит				Фторопласт - 4		
	2.	20 мин	1 час	15 час.	56 дней	20 мин	1,8 часа
3.	400	21	0,55	10	120	155	4,6

I.	Сплав МА-8						Магний		
	2.	10 мин	20 мин	15 часов	2,5 дня	19 дней	2,7 года	20 мин	1,9 часа
3.	19	36	290	11	7	200	40	14	75

I.	Дюралюминий Д-16							
	2.	10 мин	30 мин	1,8 часа	15 часов	3,5 дня	14 дней	56 дней
3.	136	48	17	490	7,7	8,3	5,0	150

I.	Эбонит			Пластмасса ФКП-2				
	2.	20 мин	15 часов	14 дней	20 мин	3 часа	15 час.	5 дней
3.	450	85	62	490	14	24	5,4	1,4

1.	Стекло кварцевое				фарфор				
2.	20 мин	15 часов	60 дней	2,7 года	20 мин	2 часа	15 часов	14 дней	2,7 года
3.	70	82	2,5	70	56	15	76	6	61

1.	Бетон М200 $\rho = 2,2 - 2,4 \text{ г/см}^3$				
2.	15 мин	70 мин	17 часов	6 дней	220 дней
3.	270	36	91	5,4	25

1.	Утяжеленный бетон $\rho = 3,4 \text{ г/см}^3$					
2.	31 мин	5 часов	15 часов	42 часа	10 дней	155 дней
3.	67	24	39	22	68	56

1.	Двуокись титана				
2.	57 мин	7,8 часа	21 час	6 дней	88 дней
3.	170	260	168	45	146

1.	Окись хрома					
2.	24 мин	6 часов	18 часов	3 дня	15 дней	90 дней
3.	68	120	110	48	100	68

1.	Окись марганца					
2.	33 мин	2,7 часа	12 часов	33 часа	7 дней	47 дней
3.	320	61	310	20	85	105

1.	Сталь - 3					
2.	28 мин	2,3 часа	11 часов	64 часа	10 дней	52 дня
3.	320	140	130	82	150	70

1.	Нержавеющая сталь IX18H9T							
2.	14 мин	42 мин	3,5 часа	15 час.	46 час.	5,8 дня	21 день	85 дней
3.	290	180	110	97	53	120	120	130

1.	Окись никеля					
2.	30 мин	4 часа	22 часа	3 дня	13 дней	88 дней
3.	160	43	85	110	105	320

1.	Медь - 3						
2.	14 мин	43 мин	2,4 часа	15 часов	3,2 дня	10 дней	80 дней
3.	540	39	74	92	72	55	180

1.	Латунь - 62						
2.	12 мин	37 мин	2,7 часа	10 часов	2,2 дня	7,7 дня	75 дней
3.	480	192	96	110	40	85	193

Всего изучено около 40 различных веществ. В таблице приведены данные по основным материалам, характеристики которых заметно отличаются друг от друга.

Таблица II

Поперечные сечения образования некоторых радиоактивных изотопов при взаимодействии протонов различных энергий с ядрами меди

Энергия протонов, Мэв Изо-топы	Поперечные сечения, 10^{-27} см ²									Метод определения сечений
	90	190	340	480	660	680	980	2200	5700	
⁴⁶ Sc		1,72		5,5	1,9		7,5	7,8		Экспер. ^{/56/} Расчет
	1,2	1,8	3,1	4,0	4,0	5,1	7,4	6,2		
⁴⁸ V	0,23	2,6	0,73	5,7		2,2	26	11	10	Экспер. ^{/56/} Расчет
	1,9	3,0	3,8	4,6	4,6	5,5	7,2	5,6		
⁵² Mn		7,1	39	15	6,5		6,2	5,2		Экспер. ^{/56/} Расчет
	4,3	4,5	5,2	5,2	5,2	5,6	6,2	4,2		
⁵⁴ Mn		12,2		15	10		14	16		Экспер. ^{/56/} Расчет
	20	18	20	18	18	18	18	11		
⁵⁵ Co	0,6	1,4	2,3	2,7		3,12	1,7	1,7	1,8	Экспер. ^{/56/} Расчет
		2,7	2,3	2,2	1,9	1,9	1,9	1,9	1,2	
⁵⁶ Co		3,4		11	8,0				5,1	Экспер. ^{/56/} Расчет
	15	12	11	9,0	9,0	9,0	8,2	4,9		
⁵⁹ Co		57,5		34	27,4				33	Экспер. ^{/56/} Расчет
	81	54	44	33	33	31	26	15		
⁶⁰ Co		34	21	15	11	11	9	7	4	Расчет
⁶¹ Co	45	24	22,5	22	12,4	13,8	20,4	8,3	22	Экспер. ^{/56/}

В этой таблице представлены радиоактивные изотопы, имеющие большие величины гамма-постоянных и образующиеся со значительными вероятностями при взаимодействии протонов различных энергий с ядрами меди в форме естественной изотопной смеси.

Вычисление сечений образования изотопов с атомным весом A и зарядом Z проводилось с помощью эмпирической формулы, предложенной Рудстамом ^{/57/}

$$\sigma(A, Z) = C \exp(pA - a - R \cdot (Z - SA)^2). \quad (40)$$

Величины параметров R и S на основании работы ^{/58/} принимались не зависящими от энергии протонов и равными 1,4; 0,467, соответственно. p и a в зависимости от энергии полагали на основании той же работы ^{/58/} равными величинам, указанным в таблице 12. При этих значениях параметров R , S , p и a формула (40) дает сечения в миллибарнах.

Таблица 12

Величины параметров p и a

Энергия протонов, Мэв	190	340	480	660	980	2200	5700
p	0,320	0,256	0,195	0,150	0,125	0,08	0,046
a	14,2	10,85	7,50	5,18	3,8	1,36	-0,0168

Данные таблицы II показывают, что выход радиоактивных изотопов можно приближенно считать не зависящим от энергии протонов (для $E > 190$ Мэв) в широком интервале их энергий. Это допущение позволяет делать оценки удельной радиоактивности материалов с помощью данных таблицы 10 для энергий протонов, отличных от 660 Мэв.

В работе^{/54/} содержатся данные о мощности дозы γ -излучения (в относительных единицах), которую создают образцы из $C, SiO_2, Al, Ti, Fe, Co, Ni, Cu, Mo, Pb$, облученные в одинаковых условиях в течение 4-х месяцев внутри синхроциклотрона ЦЕРНА. Из исследованных образцов в первые 10 часов от конца облучения наиболее быстрый спад активности наблюдается у углерода и кварца. Спустя 10 часов после облучения, удельная радиоактивность образцов из меди и железа в 40-50 раз выше, чем удельная радиоактивность углерода, что находится в хорошем согласии с данными таблицы 10 и рис. 20.

4.3. Спектральный состав гамма-излучения наведенной радиоактивности

Энергетические спектры γ -излучения наведенной в различных материалах радиоактивности изучались в работах^{/53,59/} с помощью сцинтилляционных спектрометров и в работе^{/55/} по поглощению коллимированного пучка γ -квантов в свинце. Результаты измерений спектров γ -квантов, выходящих через выпускное окно камеры ускорителя, проработавшего несколько лет, представлены в таблице 13. Измерения были выполнены на синхроциклотроне в ЦЕРНе^{/59/}, спустя 113 часов после его останова.

Таблица 13

Энергетический спектр гамма-квантов наведенной радиоактивности.

1.	Энергия гамма-квантов, Мэв	0,51	0,75	0,82	0,97	1,06	1,13
2.	Поток квантов, относительные единицы	—	—	3	1	—	0,2

1.	1,24	1,30	1,45	1,60	1,77	2,02	2,21	2,28	2,59	3,23
2.	—	0,6	0,2	—	0,1	0,03	—	—	0,06	0,03

Авторы работы^{/59/} смогли оценить относительный вклад каждой линии в спектр (2-ая колонка таблица 13) для энергий γ -квантов выше 0,6 Мэв и для тех линий, которые вносят существенный вклад в полную интенсивность. Идентификация наблюдаемых энергий квантов (таблица 13) с энергиями гамма-квантов таблицы изотопов^{/60/} при учете соответствующих периодов полураспада, показывает присутствие в деталях синхроциклотрона всех изотопов, приведенных в таблице 11. Авторы работы^{/59/} считают, что основной вклад в анализируемый поток γ -квантов, вносило излучение наведенной в латунных частях ионного источника и железных полясах магнита радиоактивности. Измерения спектра γ -квантов^{/53/}, испускаемых деталями (в основном из нержавеющей стали) камеры синхроциклотрона в Беркли, показали некоторое незначительное отличие от спектра, приведенного в работе^{/59/}. Результаты спектрометрических исследований^{/53,59/} свидетельствуют о том, что радиационная вредность на синхроциклотронах, ускоряющих протоны до нескольких сотен Мэв, обусловлена в основном гамма-квантами с энергиями 510 и 820 кэв. Однако при решении вопросов защиты необходимо также принимать во внимание гамма-излучение с энергиями более 1 Мэв.

Измерения спектра γ -квантов наведенной активности в металлических фольгах, облученных в течение нескольких дней в помещении синхроциклотрона и на его камере, показали значительный вклад в активацию быстрых нейтронов (несколько Мэв)^{/53/}.

В таблице 14 даны идентифицированные в этих опытах изотопы, которые в основном определяют наведенную радиоактивность фольг.

Измерения энергии гамма-излучения по поглощению коллимированного пучка в свинце показали, что спектр γ -квантов от облученных образцов из меди и нержавеющей стали для периодов полураспада

$T_{1/2} > 2$ -х дней может быть представлен в виде двух линий с энергиями 0,5 и 1,2 Мэв. Потоки гамма-квантов, соответствующие этим энергиям, находятся в отношении 0,5: 1.

Таблица I4

Основные радиоактивные изотопы, образующиеся при облучении металлов в течение нескольких дней в помещении синхроциклотрона /53/

Вещество	Алюминий	Медь	Железо, перхлоридная сталь	
Изотопы	Na^{24}	Cu^{64}	Mn^{52}	Mn^{56}
Энергия гамма-квантов, Мэв ^ж)	1,37 2,75	0,51	0,845 1,81 2,13	0,73 0,94 1,46

ж) Энергия гамма-квантов находилась по таблице изотопов /60/.

4.4. Ослабление гамма-излучения наведенной радиоактивности в защите

На основании данных о спектральном составе гамма-излучения наведенной радиоактивности (таблица I3) автором было рассчитано ослабление дозы γ -излучения в защите из свинцового стекла марки ТФ-5 ($\rho = 4770 \text{ кг/м}^3$), железа ($\rho = 7870 \text{ кг/м}^3$) и свинца ($\rho = 11300 \text{ кг/м}^3$). Расчет проводился для плоского мононаправленного источника в бесконечной среде с помощью известной формулы

$$D = D_0 \cdot B_2 \cdot e^{-\mu_0 x} \quad (4I)$$

Линейный коэффициент ослабления μ_0 и фактор накопления дозы для свинцового стекла определялся с помощью метода, предложенного в работе /61/. Факторы накопления для различных энергий гамма-квантов определялись по крупно-масштабным графикам, построенным на основании результатов расчета /61/. Вычисленные с помощью формулы (4I) зависимости дозы в относительных единицах (D/D_0) от толщины защиты (x) из свинцового стекла ТФ-5, железа и свинца представлены на рис. 2I. На этом рисунке даны также экспериментальные результаты по ослаблению в свинцовом стекле ТФ-5 гамма-излучения наведенной в дуанте синхроциклотрона ОИЯИ радиоактивности. Измерения выполнялись спустя 15 дней после остановки ускорителя в условиях, близких к условиям плоского мононаправленного источника в полубесконечной среде. Наблюдающееся хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных по ослаблению гамма-излучения в свинцовом стекле позволяет использовать результаты расчета для железа и свинца. Для приближенных расчетов (с точностью до коэффициента 2 по дозе) спектр можно заменить монохроматической линией с эффективной энергией 1,2 Мэв. Измерения защитных свойств свинцового экрана толщиной 3 см в поле гамма-излучения, выходящего из окна камеры синхроциклотрона, показывают, что кратность ослабления составляет 5-6. Эта величина в два раза меньше кратности ослабления, найденной по кривой рис. 2I, что объясняется, по-видимому, малыми поперечными размерами экрана.

Представленные на рис. 2I данные значительно отличаются от оценок кратности ослабления гамма-излучения наведенной радиоактивности, сделанных в работе /53/. Авторы /53/ недооценивали вклад гамма-излучения с энергией более 1 Мэв, которое уже при толщине защиты из свинца, равной 5 см определяет дозу излучения.

4.5. Радиоактивность воздуха

Большинство действующих в настоящее время ускорителей создают величины потоков протонов и нейтронов, при которых радиоактивность воздуха составляет незначительные концентрации ^{162/}. Однако в последнее время наметилась тенденция в разработке и строительстве ускорителей с большими токами и энергией ускоряемых частиц ^{163/}. Работа подобных ускорителей будет сопровождаться активацией воздуха до уровней, в сотни и тысячи раз превышающих предельно-допустимые. В таблице 15 дан состав и выходы изотопов в относительных единицах, которые образуются при облучении воздуха в пучке протонов и нейтронов от синхроциклотрона ОИЯИ ^{162/}.

Таблица № 15

Состав и выход радиоактивных изотопов, образующихся в пучках протонов и нейтронов от синхроциклотрона ^{162/}

Предполагаемые изотопы	Наблюдаемый период полураспада, мин	Выход, относительные единицы	
		Протоны	Нейтроны
O^{15}	2,1 - 3,0	1	1
N^{13}	9,3 - 13	0,5	0,11
C^{11}	19 - 22	0,5	0,17
Ar^{41}	120	$3 \cdot 10^{-3}$	0,015

Сопоставление измеренных выходов в относительных единицах (таблица 15) с аналогичными данными, рассчитанными на основании известных сечений образования изотопов при взаимодействии протонов с ядрами элементов воздуха, показывает значительную роль нейтронов

низких энергий в активации воздуха. Уровни радиоактивности воздуха вблизи камеры ускорителя при его работе составляют $\sim 10^{-8}$ кюри/л и уменьшаются до $5 \cdot 10^{-10}$ кюри/л, спустя 3 мин после остановки синхроциклотрона ^{162/}. Быстрое уменьшение удельной активности вызывается не только распадом радиоактивных изотопов, но главным образом смешиванием облученного объема воздуха ($\sim 70 \text{ м}^3$) с воздухом, не подвергавшимся облучению ($\sim 400000 \text{ м}^3$).

Радиоактивность аэрозолей, образующихся в помещении синхроциклотрона ОИЯИ, была изучена В.П.Афанасьевым ^{164/}. При этом установлено, что удельная концентрация аэрозолей равна $5 \cdot 10^{-13}$ кюри/л. Измерения периода полураспада активности и оценки энергии β -частиц дали основание предполагать, что радиоактивность аэрозолей обусловлена изотопом Na^{24} . Приведенные удельные концентрации радиоактивных веществ в воздухе измерялись при токе протонов на внутреннюю мишень, равном 0,2-0,3 мка.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1963 г.

Л и т е р а т у р а

- I. Экспериментальная ядерная физика под редакцией Сегре, т. I. ИЛ, 1955 .
2. W.Brandt, Health Phys., 1, 11 (1958).
3. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Изд. АН Узб. СС СР, 1962 .
4. Б. Росси. Частицы больших энергий. Гостехиздат, 1955.
5. Conference on Shielding of High-Energy Accelerators, New York, April (1957).
6. Н. А. Власов. Нейтроны. Гостехиздат, М., 1955 .
7. M.S.Livingston, J.P.Blewett, Particle Accelerators (1962).
8. М. М. Комочков, В. Н. Мехедов. Атомная энергия, 8, вып. 2, 152 (1960).
9. В. П. Джелепов, Б. М. Понтекорво. Атомная энергия, 3, 413 (1957).
10. N.Metropolis et al., Phys.Rev., 110, 185 (1958).
11. N.Metropolis et al., Phys.Rev., 110, 204 (1958).
12. Ли Га Ен и др. Препринт Объединенного института ядерных исследований Р-426, Дубна, 1959.
13. В. И. Салацкий, И. В. Сизов. Препринт ОИЯИ, Р-367, Дубна, 1959.
14. В. И. Векслер и др. Атомная энергия, 4, 22 (1956).
15. Д. Д. Барков и др. ЖЭТФ, 32, 183 (1956).
16. S.J.Lindenbaum, Annual Review of Nuclear Science, 11, 213 (1961).
17. Б. В. Гавриловский, В. И. Москалев. ДАН, 110, 972 (1956).
18. T.Coor et al., Phys.Rev., 98, 1969 (1955).
19. J.M.Cassels and J.D.Lawson, Proc.Phys.Soc.(London) 67A, 11, 125 (1954).
20. F.F.Chen et al., Phys.Rev., 99, 857 (1955).
21. В. С. Пантуев, М. Н. Хачатурян. ЖЭТФ, 42, 909 (1962).
22. J.Dostrovsky et al.. Phys.Rev., 111, 1659 (1958).
23. V.I.Goldanskii et al.. Phys.Rev., 109, 1762 (1958).
24. Ч. Е. Crandal et al.. J.Appl.Phys., 28, 273 (1957).
25. J.K.Tai et al.. Phys.Rev., 109, 2086 (1958).
26. Ч. Е. Crandal and G.P.Millburn. J.Appl.Phys., 29, 698 (1958).
27. В. П. Джелепов и др. Известия АН СССР, сер. физ., 19, 573 (1955).
28. В. С. Киселев и др. ЖЭТФ, 35, 812 (1958).
29. T.Goodel et al.. Phys.Rev., 89, 724 (1953).
30. В. С. Киселев, В. Б. Флягин. ЖЭТФ, 32, 962 (1957).
31. Cassels et al.. Phys.Mag., 42, 215 (1951).
32. Nelson et al.. Phys.Rev., 88, 1 (1952).
33. Cladis et al.. Phys.Rev., 86, 110 (1952).
34. J. de Juren. Phys.Rev., 80, 27 (1950).
35. K.G. Le Couter. Proc.Phys.Soc., 65A, 718 (1952).
36. K.G. Le Couter. Nuclear Reactions, 1, Edited by P.Endt, M.Demeur, Amsterdam (1959).
37. А. Е. Игнатенко. Институт ядерных проблем. Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-матем. наук, 1955 .
38. R.I.Cool, International Conference on High-Energy Accelerators, p.15 (1961).
39. B.G.Moyer, Phys.Sci.Ser.Rep., No.26, Sector-Focussed Cyclotrons Sea Island Conference, 1959.
40. G.P.Millburn et al.. Phys.Rev., 92, 1268 (1954).
41. Н. Ф. Нелипа. Введение в теорию многократного рассеяния частиц. Атомиздат, 1960.
42. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. Госатомиздат, 1961.
43. Д. Л. Бродер и др. Атомная энергия, 7, вып. 4, 313 (1959).
44. М. М. Комочков и Б. С. Сычев. Препринт ОИЯИ Р-1167, Дубна, 1963.

45. Защита транспортных установок с ядерным двигателем.
Под редакцией В.В.Орлова и С.Г.Цыпина. ИЛ, 1961 .
46. Д.Л.Бродер и др. Атомная энергия, 12, вып. 4, 306 (1962).
47. Л.С.Ажгирей и др. ЦТЭ, 36, 1632 (1959).
48. Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Атомная энергия,
12, вып.6, 525 (1962).
49. R.Wallance, Nuclear Instruments and Methods, 18,19, 405 (1962).
50. Б.И.Синицын, С.Г.Цыпин. Атомная энергия, 12, вып.4, 306 (1962).
51. J.Crundl, A.Usner, Nucl.Sci.Eng., 8, 598 (1960).
52. D.Wood, Nucl.Sci.Eng., 2, 45 (1959).
53. R.W.Boom et al., Nucl.Instr. and Meth., 18,19, 472 (1962).
54. M.Barbier et al., Nucl.Instr. and Meth. 18,19, 425 (1962).
55. М.М.Комочков. Атомная энергия (в печати).
56. E.Bruninx, CERN 61-1, Nuclear Phys. Division (1961).
57. S.G.Rundstom, Phil.Mag., 46, 344 (1955).
58. Н.А.Перфилов и др. Ядерные реакции под действием частиц
высоких энергий. Изд. АН СССР, М-Л (1962).
59. K.Goebel and E.G.Michaelis, CERN, MSC Internal Report, 62-2
(1962).
60. D.Strominger et al., Revs.Mod.Phys., 30, 585 (1958).
61. Г.Гольдштейн, Д.Уилкинс. Расчеты прохождения гамма-излу-
чения через вещество (Сб. переводов - "Защита транспорт-
ных установок с ядерным двигателем." Под редакцией
В.В.Орлова и С.Г.Цыпина. ИЛ, 1961).
62. М.М.Комочков, В.Н.Мехедов. Атомная энергия, 4, вып.5, 471 (1958).
63. E.T.Nochar, Nucl.Instr. and Meth., 18,19, 125 (1962).
64. В.П.Афанасьев. Атомная энергия, 7, вып.1, 74 (1959).

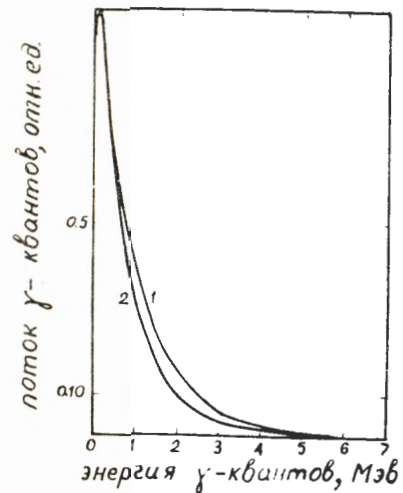


Рис.1. Спектр гамма-квантов от мишеней циклотрона (1) и при делении урана (2).

Рис. 2. Ионизационные потери $\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)$ и пробеги (R) протонов в различных веществах.

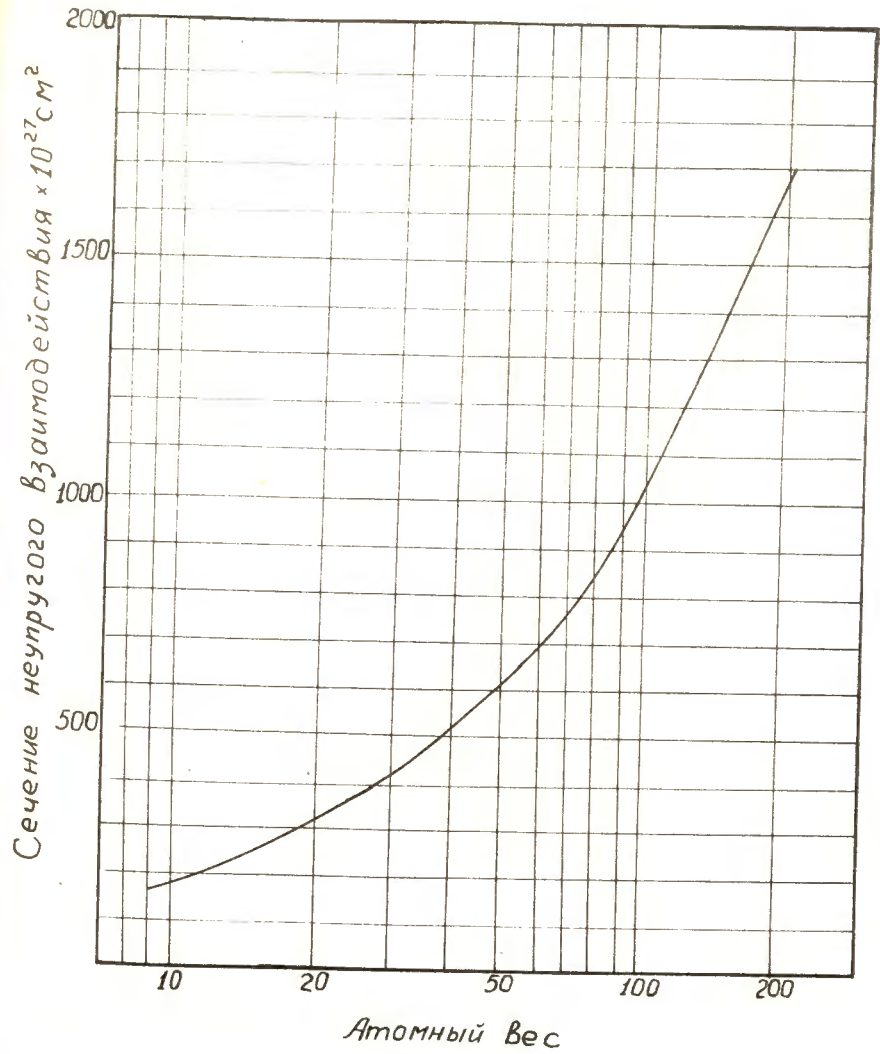
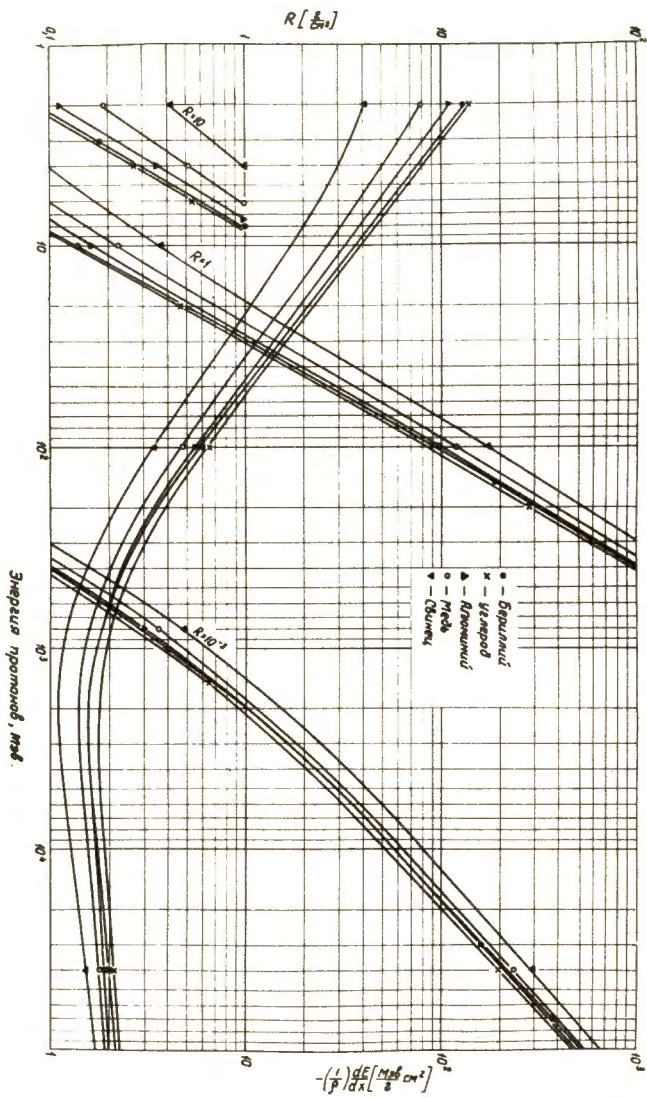


Рис. 3. Зависимость сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами элементов от атомного веса /15-22/

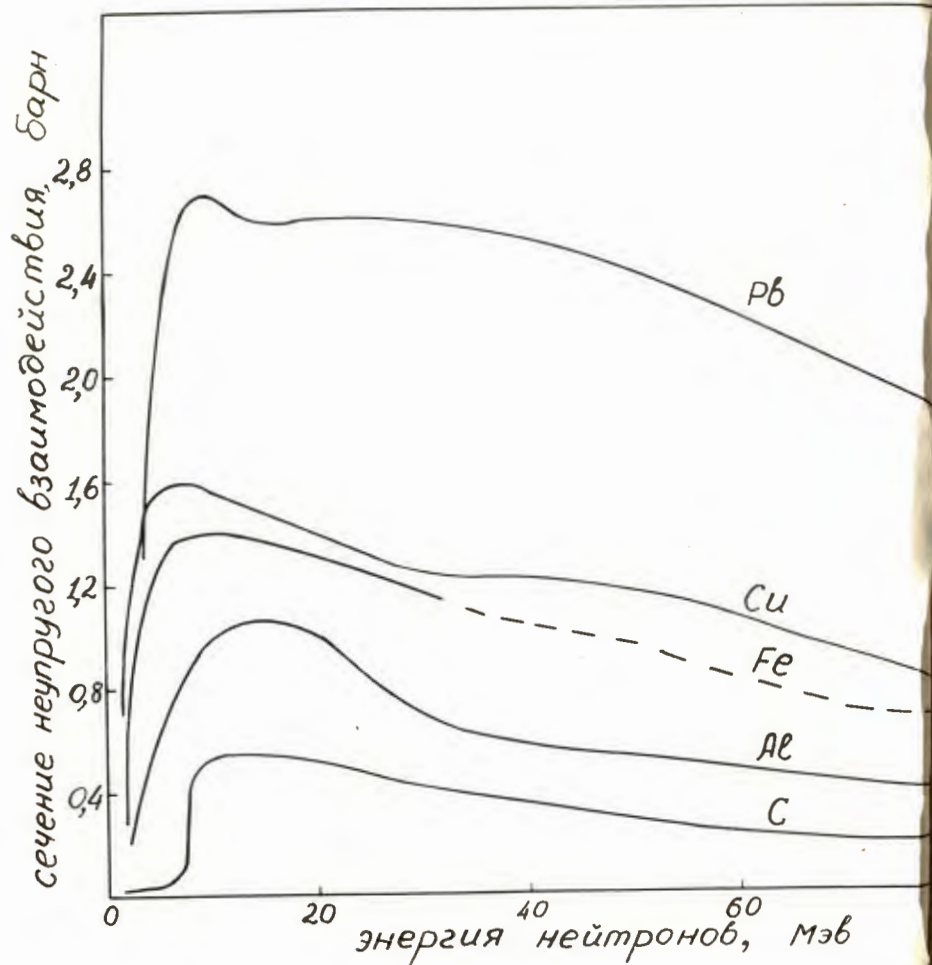


Рис.4. Сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами элементов.

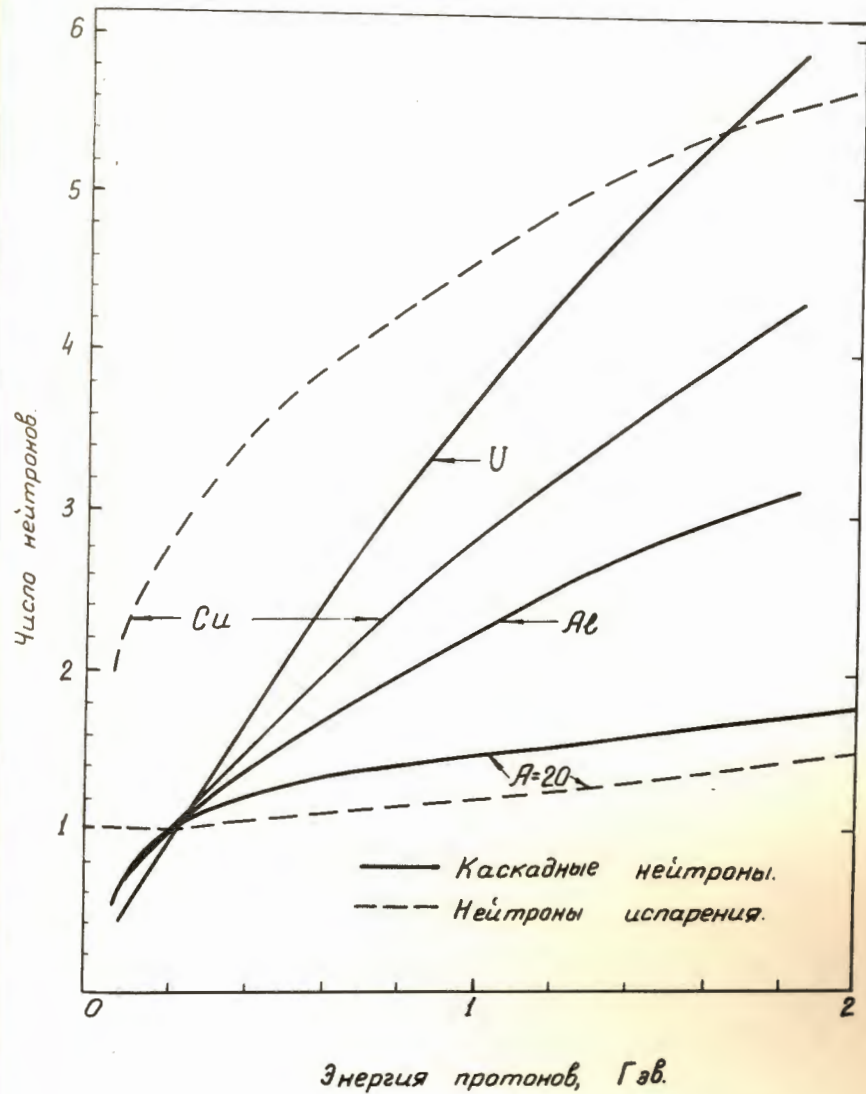


Рис.5. Зависимость числа нейтронов на одно неупругое взаимодействие протонов различных энергии с ядрами. Данные для алюминия, меди и урана заимствованы из работы /10/; для ядер с атомным весом $A=20$ - оценки Моэра /49/.

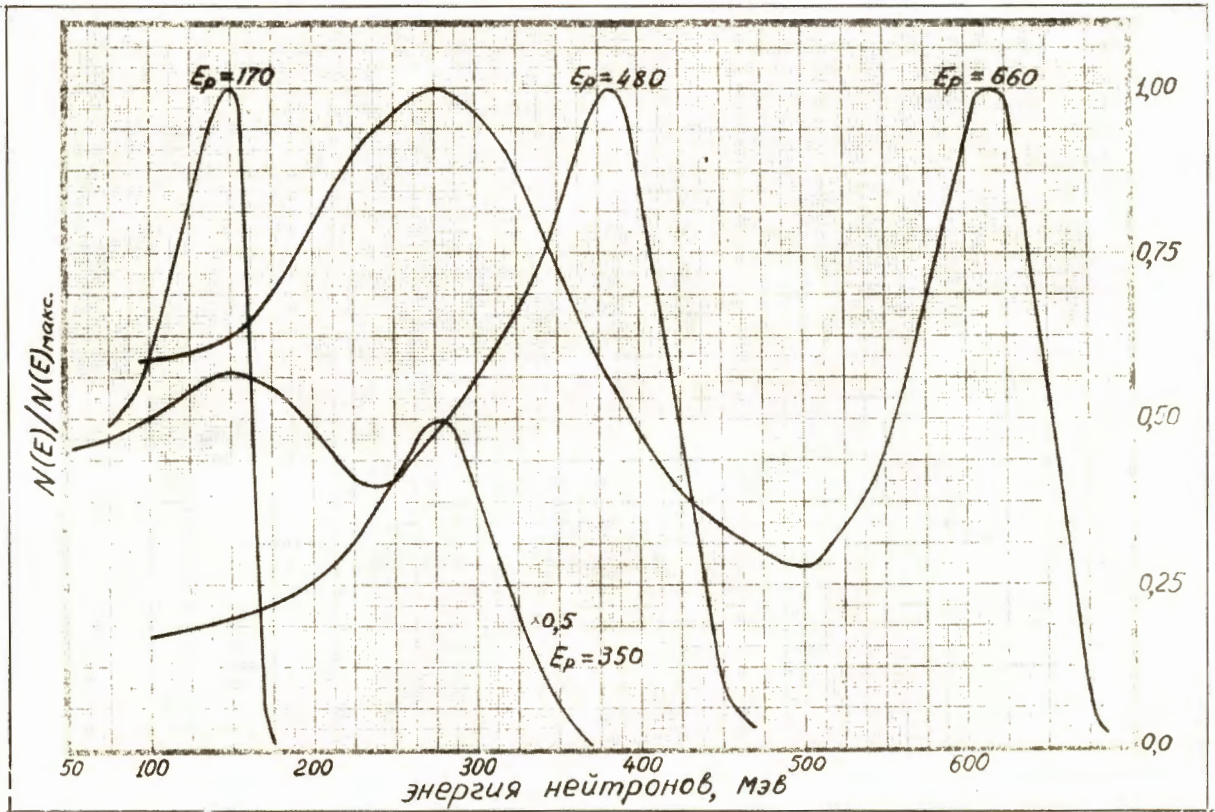


Рис.6. Спектры нейтронов, образующихся при облучении тонких бериллиевых мишеней протонами различных энергий.

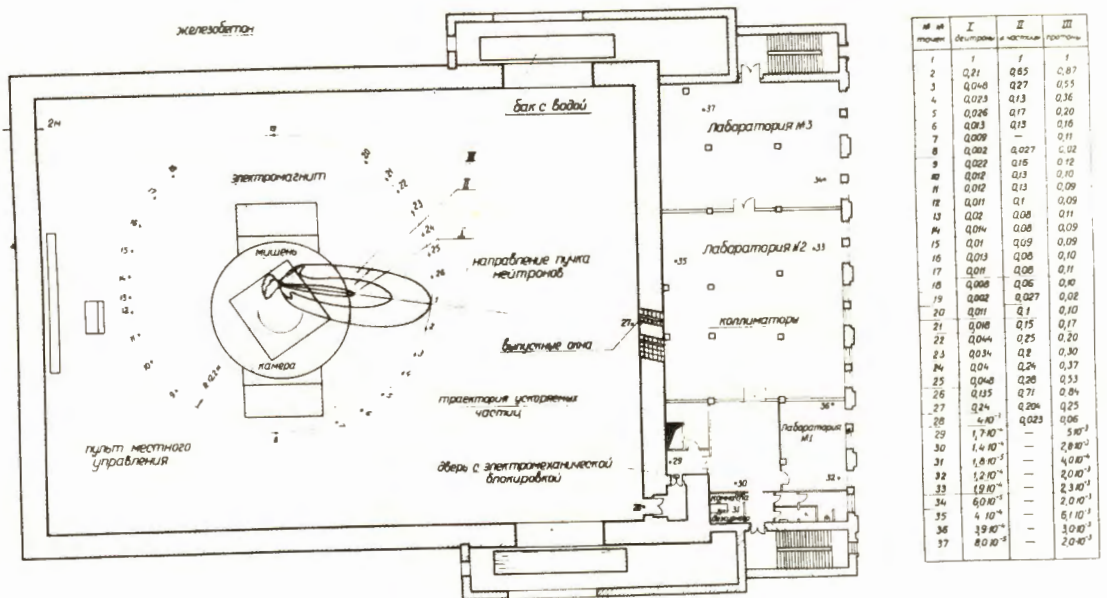


Рис.7. Распределение потоков быстрых нейтронов в помещении синхротрона.

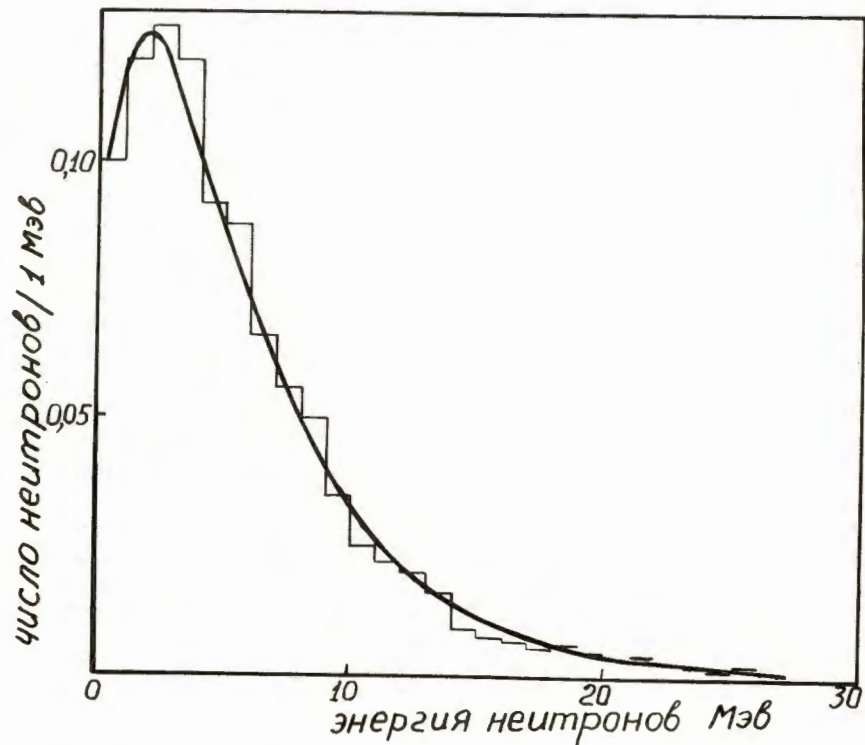


Рис.8. Энергетический спектр нейтронов, испаряющихся из ядра Ag^{109} , для энергии возбуждения, равной 200 Мэв ($E_p = 1200$ Мэв). Гистограмма - расчет с помощью метода случайных испытаний [22]; плавная кривая - расчет с помощью выражения (12).

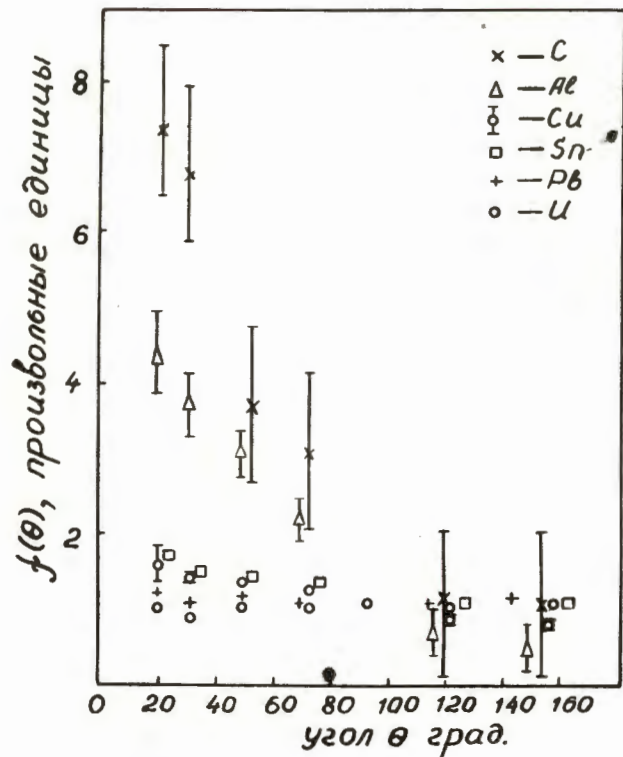


Рис.9. Угловое распределение нейтронов с энергиями меньше, чем 30 Мэв, которые образуются при облучении различных мишеней нейтронным пучком от синхротриклотрона ($E_p = 480$ Мэв). Во всех случаях экспериментальные точки были совмещены при угле, равном $\theta/2$.

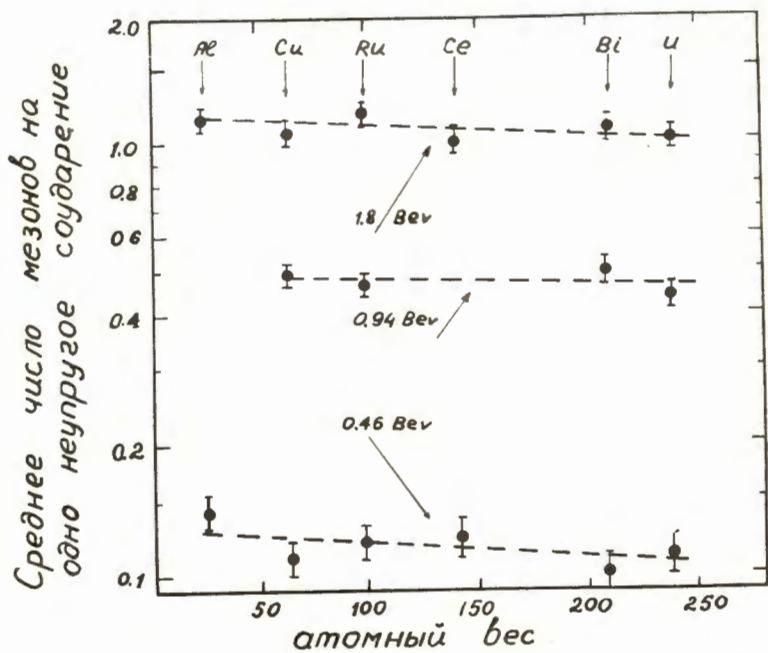


Рис. 10. Среднее число мезонов (всех зарядовых состояний), образующихся при неупругом соударении протона с различными ядрами.

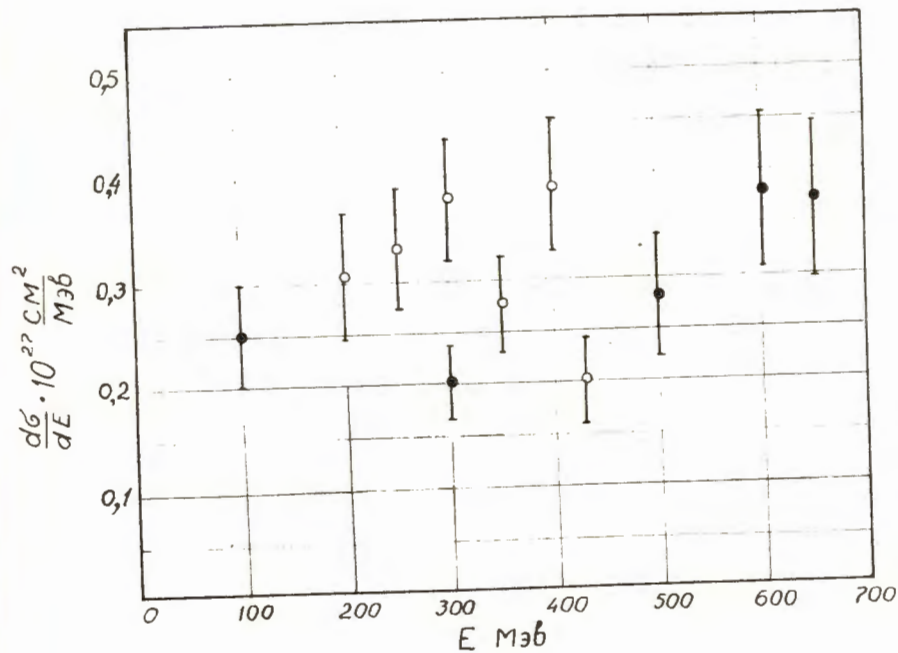


Рис. 11. Дифференциальные сечения испускания вторичных протонов при взаимодействии протонов двух различных энергий с ядрами углерода.

\circ - $E_p = 460$ МэВ/11/; \bullet - $E_p = 660$ МэВ/46/.

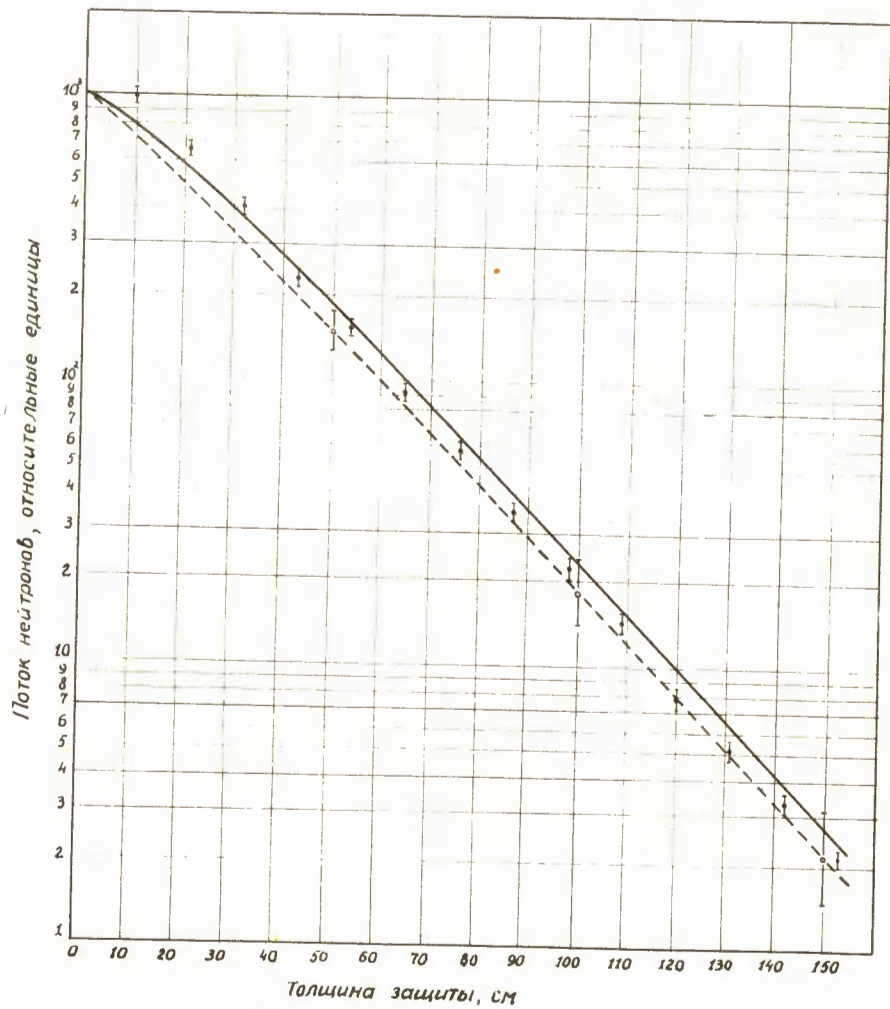


Рис.12. Ослабление потока нейтронов в защите из стали и чугуна.
 ♣ - экспериментальные точки.

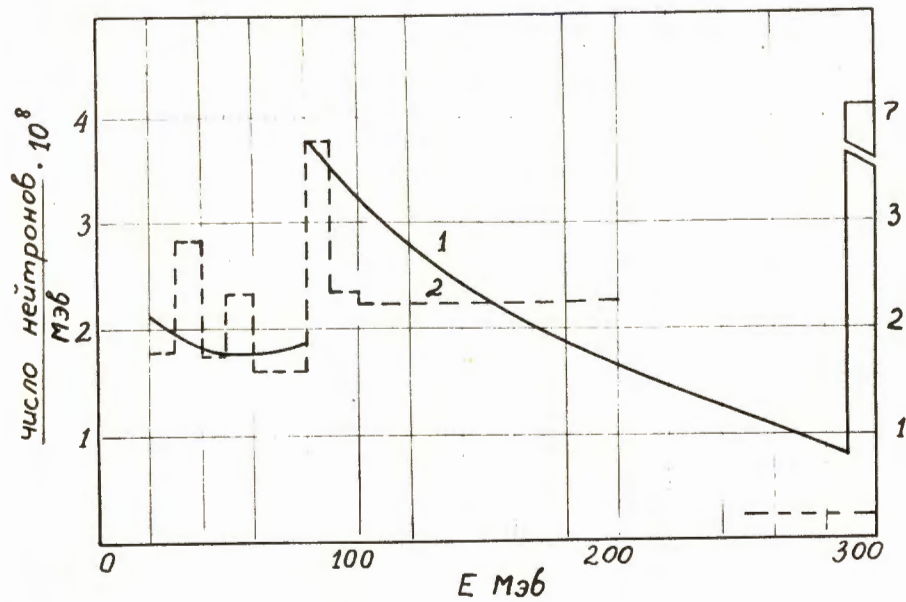


Рис.13. Энергетический спектр нейтронов за защитой из тяжелого бетона ($\rho = 3850 \text{ кг/м}^3$) толщиной 460 см.

- 1 - данные работы /46/
 2 - данные работы /15/.

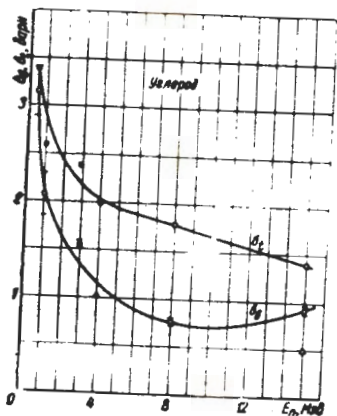


Рис. 14. Зависимость сечений выведения от энергии для углерода; σ_c - полное сечение взаимодействия.

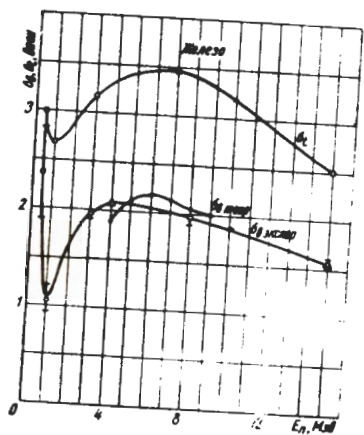


Рис. 15. Зависимость сечений выведения от энергии для железа.

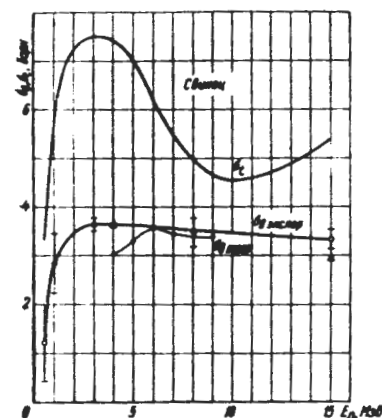


Рис. 16. Зависимость сечений выведения от энергии для свинца.

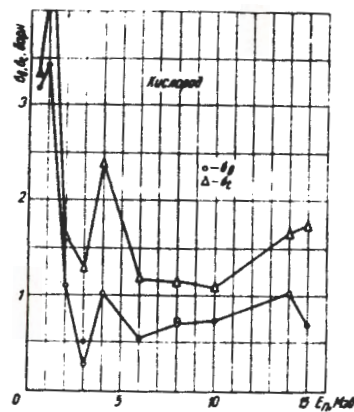


Рис. 17. Зависимость сечений выведения от энергии для кислорода.

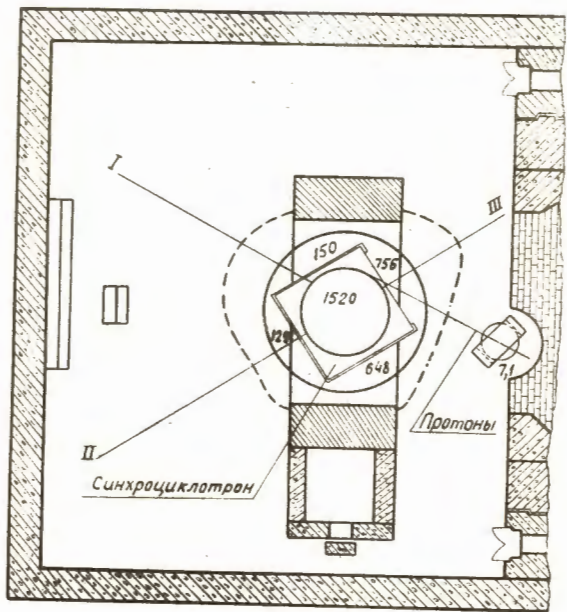


Рис. 18. Уровни гамма-излучения наведенной радиоактивности в помещении синхроциклотрона ОИЯИ. Цифры обозначают мощность дозы (МР/час). Пунктирная линия соединяет точки, в которых мощность дозы равна 10 МР/час.

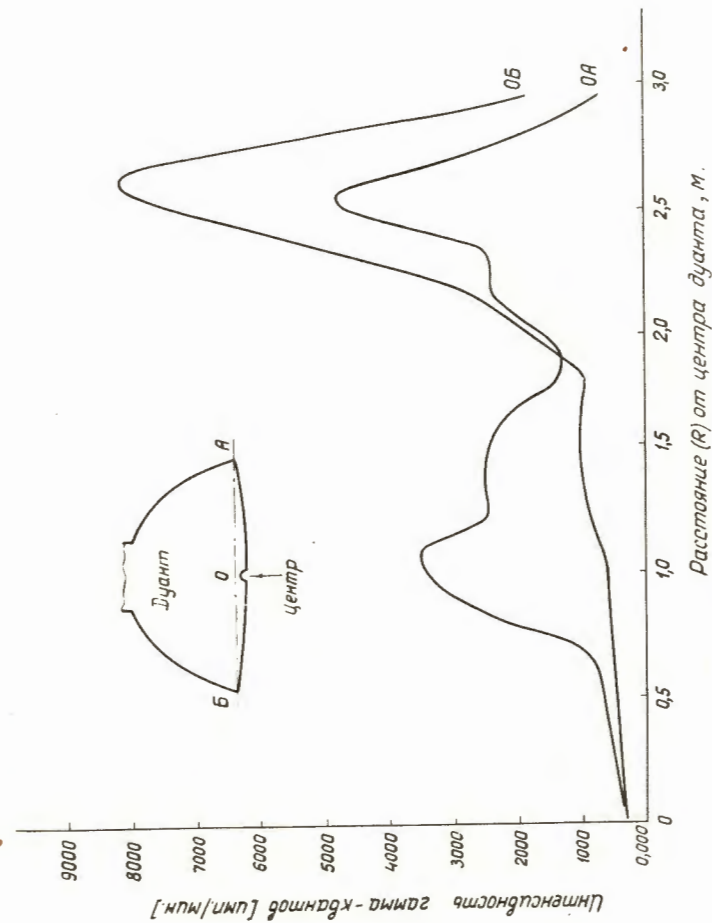


Рис. 19. Уровни гамма-излучения наведенной в туннеле радиоактивности.

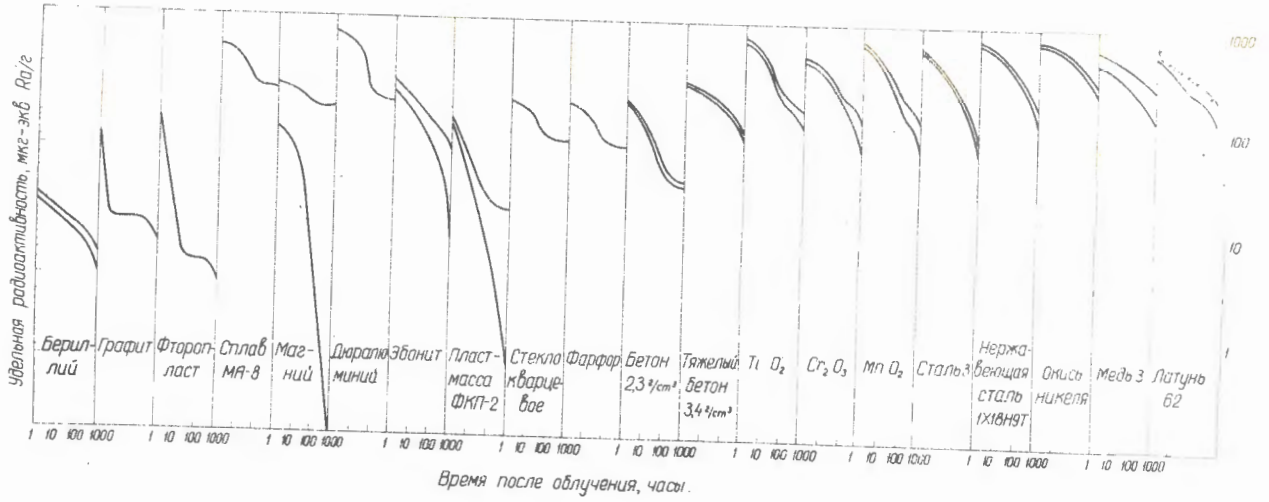


Рис.20. Удельная радиоактивность различных материалов после длительного облучения их потоком протонов 10^{14} протонов $(м^2 \cdot сек)$

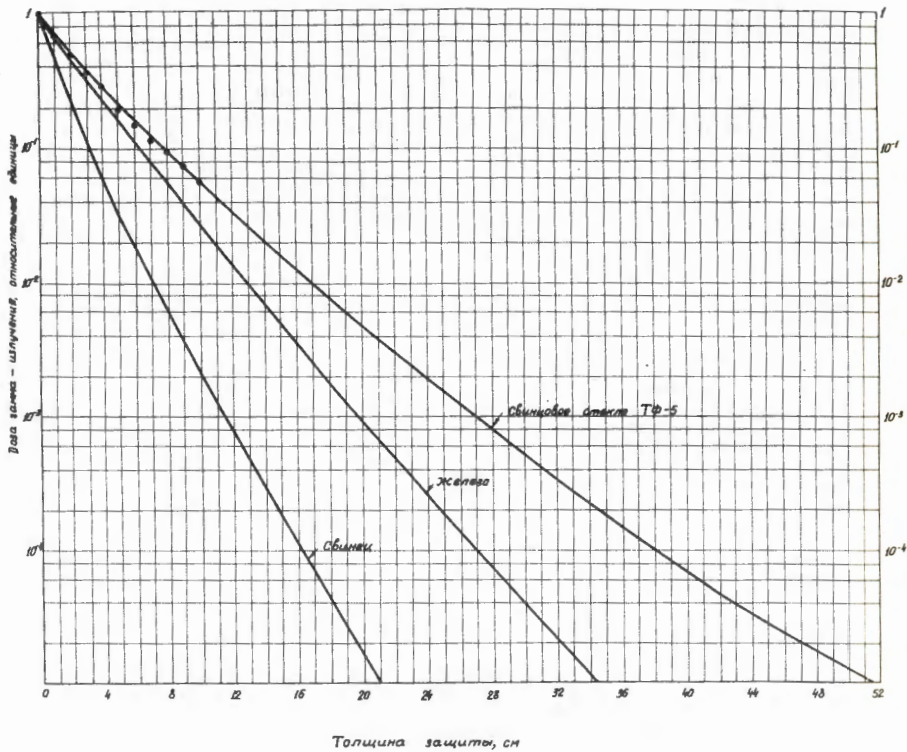


Рис.21. Ослабление дозы гамма-излучения наведенной радиоактивности в защите из свинцового стекла ТФ-5, железа и свинца.

— - расчет ;
 ● - экспериментальные точки.