

$C 349a + C 345e$
3-793

21/11.65 ✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2251



Л.С. Золин, В.Н. Лебедев, М.И. Салацкая

ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СИНХРОФАЗОТРОНА НА 10 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

2251

Л.С. Золин, В.Н. Лебедев, М.И. Салацкая

ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СИНХРОФАЗОТРОНА НА 10 ГЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

№ 1/8948
3468/1 пр.

Вопрос о характере ионизирующих излучений на протонных ускорителях высокой энергии рассмотрен в ряде работ ^{1-7/}. Качественная картина примерно одинакова на всех существующих ускорителях такого типа. Установлено, в частности, что доминирующий вклад в биологическую дозу за защитой вносят быстрые нейтроны. На ускорителях с энергией ускоренных протонов в несколько десятков Гэв существенную роль за защитой большой толщины могут играть потоки μ -мезонов ^{8/}. Вклад в дозу высокоэнергетических нуклонов ($E > 20$ Мэв) на защищенных участках считается незначительным, однако, именно эта компонента играет определяющую роль при расчете и конструировании защиты, ибо она является источником, восполняющим потери нейтронов более мягкой части спектра. Соотношение различных компонент излучения и пространственное распределение потоков в каждом конкретном случае тесно связаны с конструкцией ускорителя и конструкцией здания, с размерами и размещением специальной защиты. Из-за сложности задачи количественная сторона вопроса не может быть удовлетворительно решена расчетным путем. Достоверные сведения в данном случае может обеспечить лишь эксперимент.

В данной работе приводятся результаты измерений полей излучения в здании синхрофазотрона на 10 Гэв и в физических павильонах, в которых размещено экспериментальное оборудование.

Методы измерения

Чтобы располагать достаточно полными данными о полях излучения, необходимо знание плотностей потока, его направленности и энергетического спектра частиц и γ -квантов в интересующих нас точках. В настоящее время дозиметрия не располагает средствами, которые обеспечили бы получение исчерпывающей информации такого рода при той сложной картине полей излучения, которая имеет место на ускорителях высокой энергии. Здесь мы сталкиваемся с энергетическими спектрами, простирающимися от тепловой области до энергии порядка 10^{10} эв, и целым рядом усложняющих задачу особенностей (отсутствие, как правило, резко выраженной направлек-

ности излучения, его импульсный характер и др.). Однако для определения степени биологической опасности с удовлетворительной для практических целей точностью можно ограничиться выделением нескольких основных компонент с грубой энергетической градацией. Такими компонентами являются нейтроны низких и средних энергий и высокоэнергетичные нуклоны ($E > 20$ Мэв). Имеющаяся в нашем распоряжении аппаратура позволяет выделить и измерить следующие величины:

- 1) поток тепловых нейтронов,
- 2) поток промежуточных нейтронов ($0,5 \text{ эв} < E < 0,1 \text{ Мэв}$),
- 3) поток быстрых нейтронов ($0,1 < E < 20 \text{ Мэв}$),
- 4) поток нуклонов с энергией $> 20 \text{ Мэв}$,
- 5) мощность дозы в воздухе в радах.

Наиболее удобным детектором для регистрации тепловых нейтронов в наших условиях следует признать борный счетчик, обладающий хорошим быстродействием (разрешающее время порядка 1 мксек), что существенно в условиях импульсного излучения, и хорошими дискриминирующими свойствами, что очень ценно при наличии большого количества заряженных частиц с различной удельной ионизацией. Борный счетчик в комбинации с CN_2 -замедлителем позволяет осуществлять регистрацию быстрых и промежуточных нейтронов. Подобный детектор получил в настоящее время широкое признание в области нейтронной дозиметрии. Характеристики прибора, примененного нами, описаны в работе ^{/8/}. Потоки нуклонов высокой энергии измерены с помощью порогового детектора $\text{C}^{12}(\text{p}, \text{2n})$ с использованием методики, описанной в работе ^{/9/}. Ионизацию в воздухе, обусловленную действием всех компонент смешанного излучения ускорителя, измеряли стандартной камерой с алюминиевыми стенками. Мощность дозы в воздухе определяется, очевидно, в основном длиннопробежными заряженными частицами и γ -квантами.

Следует упомянуть еще об одном приборе, использованном нами в период после запуска ускорителя. Речь идет о малой пропановой пузырьковой камере (рабочий объем 0,5 л), которая позволила наблюдать картину ионизации в органической среде и сделать некоторые грубые количественные оценки.

Результаты измерений

Измерения с пропановой камерой были выполнены в нескольких точках в центральной части зала ускорителя при интенсивности ускоренного пучка порядка $0,6 \cdot 10^8$ протонов на цикл. Обработка фотоснимков (один из них приведен на рис. 1) была выполнена визуально без координатных измерений и сводилась к подсчету в объеме камеры количества треков следующих четырех групп:

- 1) точечные треки (ядра отдачи и протоны с энергией < 10 Мэв),
- 2) "черные" треки длиной более 3 мм, но не превышающей линейные размеры камеры (протоны отдачи с энергией приблизительно от 10 до 50 Мэв),
- 3) "серые" сквозные треки (протоны высокой энергии, π и μ -мезоны),
- 4) сильно искривленные серые треки, характерные для электронов ($E > 0,5$ Мэв).

Полученные усредненные величины представлены в таблице 1. Сопоставление их позволило сделать ряд практических выводов, главный из которых состоит в том, что подавляющее большинство актов взаимодействий в органических средах обусловлено нейтронами с энергией менее 10 Мэв, и, следовательно, изучению этой компоненты в смешанном излучении ускорителя должно быть уделено первостепенное внимание. Основная серия измерений с помощью электронной аппаратуры была проведена в 1962 г. во время экспериментов по измерению сечений $K^+ p$ -взаимодействий. Мишень (Si 50 мм) была расположена в районе выводного прямолинейного промежутка. Положение мишени и размещение местной защиты и действующего экспериментального оборудования в период проведения измерений показаны на рис. 2. Все результаты измерений отнесены к 10^{10} протонов, ускоренных до конечной энергии 10 Гэв. Поскольку энергия ускоренных протонов в различных экспериментах может меняться в широких пределах, были проведены специальные измерения для выяснения зависимости интенсивности рассеянного излучения от энергии ускоренного пучка протонов. На рис. 3 показана зависимость скорости счета детектора быстрых нейтронов (отсчеты брались в нескольких фиксированных точках) от энергии ускоренных протонов. Для сопоставления приведена функция вида $kE^{0,7}$, которая хорошо описывает среднее число ливневых частиц, образующихся в одном акте неупругого взаимодействия протонов с энергией в интервале 1-30 Гэв^{10/}. Результаты измерений потоков тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов, а также высокоэнергетичных нуклонов ($E > 20$ Мэв) представлены на рис. 4, 5, 6, 7. На рис. 8 приведены значения мощности дозы в рад/ч в воздухе.

Сопоставление на основании рис. 4, 5, 7 трех групп нейтронов позволяет сделать следующие замечания. Потоки тепловых нейтронов, как правило, существенно меньше, чем потоки вышележащей по энергии группы промежуточных и быстрых нейтронов, их относительная величина возрастает за защитными стенами, но остается пренебрежимо малой с точки зрения их доли в полной дозе нейтронов. Отношение потока нуклонов высокой энергии ($E > 20$ Мэв) к потоку промежуточных и быстрых нейтронов в большинстве точек измерения колеблется в пределах от 0,1 до 0,3. Эта величина возрастает в двух случаях: в районе прямолинейных промежутков и за тонкими защитными стенами, в частности, за 80 см стеной здания ускорителя. Последний факт можно объяснить тем, что из-за существенной разницы в длинах свободного пробега нейтронов

этих двух групп более низкоэнергетичные нейтроны ослабляются значительно сильнее, и этот процесс не может при небольшой толщине защиты быть компенсирован нейтронами, генерируемыми в защите нуклонами высокой энергии. Количественные данные для данного случая таковы: поток нейтронов с энергией < 15 Мэв уменьшается за стеной здания в 7–8 раз, нуклонов с энергией > 20 Мэв – в 2–3 раза.

Общим для всех групп нейтронов является резкое увеличение величин потоков в районе открытых прямолинейных промежутков, являющихся мощными локальными источниками излучения, которые определяют радиационную обстановку на ускорителе в настоящее время. На участки прямолинейных промежутков (8 м x 4) приходится около 16% общей длины вакуумной камеры ускорителя, остальная часть камеры закрыта секциями магнита. Благодаря своим размерам (толщина боковых стоек магнита равна 1,5 м, длина пути в железе для частиц, идущих по касательной к орбите, составляет 3 м) магнит ускорителя мог бы служить весьма действенной защитой, практически целиком поглощающей π -мезоны и нуклоны высоких энергий. Однако значение магнита как естественной защиты сильно снижено из-за наличия в нем больших окон и зазоров между секциями. Их суммарная площадь сравнима с площадью, приходящейся на участки прямолинейных промежутков, но они не играют все же такой существенной роли, поскольку обладают коллимирующим действием и выделяют продукты первичных взаимодействий, летящие под углом 90° к направлению ускоренных протонов.

Применение борного счетчика с замедлителем /8/ позволяет в общем суммарном потоке промежуточных и быстрых нейтронов определить величину каждой фракции и оценить, кроме того, эффективную энергию быстрых нейтронов. Подобная процедура была выполнена в большинстве точек измерения. Необходимо оговорить два обстоятельства, которые касаются возможных ошибок при анализе результатов этих измерений. Первое связано с тем, что энергетическая зависимость детектора исследована до 15 Мэв и метод обработки результатов не предусматривает учета нейтронов более высокой энергии. Есть основание, однако, считать, что связанная с этим ошибка невелика, поскольку, во-первых, поток нейтронов высокой энергии не превышает 30% от общего потока надкадмиевых нейтронов, во-вторых, зависимость "эффективность–энергия" для данного детектора имеет падающий характер в области выше 15 Мэв. Второе обстоятельство связано с наличием угловой зависимости у детектора. Однако измерения показывают, что, как правило, показания детектора практически не зависят от его ориентации, что говорит о достаточной изотропности нейтронного потока. В тех случаях, когда есть указания на анизотропию, показания детектора следует усреднять по результатам измерений при различных положениях оси детектора.

Величины и соотношения потоков тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов,

а также нуклонов высокой энергии для нескольких типичных позиций (рис. 2) представлены в таблице 2. Следует отметить, что наиболее значительной компонентой в полном потоке нейтронов ускорителя являются промежуточные нейтроны. По соотношению абсолютных величин потоков можно выделить несколько характерных зон. Так, если поток в центральной части зала ускорителя принять условно равным единице, то средние величины потока составят: в районе прямолинейных промежутков (на расстоянии 4 м от камеры ускорителя) - 5, вне здания ускорителя в непосредственной близости от стен (0,8 м силикатного кирпича) - $1/30$, в измерительных павильонах - $1/200$.

О спектре нейтронов ускорителя

В том случае, когда мы имеем дело со смешанным излучением, компоненты которого обладают различной биологической эффективностью, знание величины потоков отдельных компонент является недостаточным условием для определения степени биологической опасности. Необходимы сведения о спектре основных компонент, в данном случае - нейтронов. В области промежуточных энергий ($1 < E < 10^5$ эв) можно ожидать, что для спектра нейтронов имеет место зависимость $1/E$. Это допущение считают справедливым, если первоначальная энергия нейтронов источника лежит значительно выше верхней границы интервала промежуточных энергий. В области энергий нейтронов от 0,1 до 15 Мэв, которую мы называли областью быстрых нейтронов, спектр должен иметь максимум. Это обусловлено тем, что данная часть спектра формируется в основном под влиянием нейтронов испарения, которые испускаются возбужденными ядрами, возникающими в процессе замедления нуклонов и π -мезонов высокой энергии. При больших энергиях бомбардирующей частицы максимум в спектре испарения для элементов с $Z = 20$ лежит в районе нескольких Мэв^{11/}. Наличие максимума в области от 0,5 до 2 Мэв в спектре нейтронного излучения вокруг беватрона отмечено в работе^{11/}. Авторами этой работы установлено также, что имеет место резкий спад в спектре в сторону больших энергий, а именно, в интервале энергий от 2 до 12 Мэв поток нейтронов уменьшается на два порядка. Эти результаты получены с помощью метода ядерных фотоэмульсий. Вопрос о спектре быстрых нейтронов рассеянного излучения ускорителя является, вообще говоря, трудной проблемой. Ввиду сложности геометрических условий и разнообразия в сочетании основных конструктивных и защитных материалов ускорителя (железо, бетон, силикатный кирпич) задача определения реальной формы спектра расчетным путем представляется весьма сложной. Экспериментальное определение формы спектра в подобных условиях представляет также трудную физическую задачу, поскольку известные методы нейтронной спектрометрии оказываются здесь либо неприемлемыми, либо требуют, как в случае метода фото-

эмульсий, длительной обработки результатов измерений. Поэтому для оценки жесткости спектра быстрых нейтронов мы использовали величину "средней" энергии, которую определяли на основании измерений с пропорциональным борным счетчиком^{/8/}, используя процедуру, описанную Хенкинсом^{/12/}. Значение "средней" энергии быстрых нейтронов в различных позициях измерения может меняться, как видно из таблицы 2, в широких пределах.

У нас отсутствуют какие-либо экспериментальные данные относительно спектра нейтронов с энергией выше 15 Мэв. Сведения в литературе относительно поведения спектра в этой области очень малочисленны. Следует отметить экспериментальные результаты, полученные при изучении нейтронов космических лучей^{/13/}. На основании измерений висмутовой камерой деления и сведений о характере звезд в эмульсии было установлено, что в области энергий от 10 до 500 Мэв спектр носит падающий характер, плавно изменяясь по закону $E^{-1,5}$. Вычисление спектра каскадных нуклонов при энергии до 2 Гэв^{/14/} приводит к такой же качественной картине и дает в случае легких элементов для средней энергии каскадных нуклонов величину около 100 Мэв. Результаты расчета спектра нейтронов за толстыми слоями защиты^{/15/} указывают, однако, на наличие некоторой особенности в спектре — слабо выраженного максимума в районе 100 Мэв, который связан, очевидно, с быстрым увеличением сечения взаимодействия нуклонов при энергии ниже 150 Мэв. Все эти сведения дают возможность составить лишь приближенное представление о реальной форме спектра нуклонов в области больших энергий, тем не менее они позволяют нам предположить, что при вычислении дозы высокоэнергетичным нуклонам ($E > 20$ Мэв) в рассеянном излучении ускорителя может быть приписана средняя энергия 100–200 Мэв. Недостаточность данных о спектре нуклонов в области больших энергий и связанная с ней неопределенность при оценке дозы не могут, однако, приводить к значительной ошибке, поскольку в области выше 20 Мэв предельно-допустимые потоки слабо зависят от энергии^{/16/}. Другой причиной неопределенности является отсутствие данных о соотношении протонов и нейтронов в общем потоке нуклонов с энергией выше 20 Мэв, который мы определяли пороговым детектором $C^{12}(p, d)$. Верхний предел отношения числа протонов к числу нейтронов может быть оценен по измерениям с ионизационной камерой, если допустить, что вся ионизация в камере обусловлена протонами (фактически существенный вклад в ионизацию в камере должны также вносить мезоны и электроны). Подобная оценка дает величину, не превышающую значения 1,0. Из данных, полученных на основании расчета ядерного каскада^{/7/}, и того факта, что полные пробеги нейтронов высокой энергии значительно превышают пробеги протонов, следует, что реальное отношение числа протонов к числу нейтронов существенно меньше.

Доза и фактор качества излучения

Для определения степени биологической опасности доза излучения должна быть выражена в бэрах, что достигается умножением величины поглощенной дозы, выраженной в радах, на фактор качества — безразмерный коэффициент, характеризующий данный тип излучения с точки зрения его биологического воздействия. Фактор качества излучения однозначно связан с наиболее важным в данном случае физическим параметром — величиной линейных потерь энергии (ЛПЭ) ионизирующей частицы в мягкой ткани. При определении величины дозового эквивалента излучения (термин, рекомендованный МКРЕ для обозначения дозы излучения в бэрах ^{/18/}) возможны, очевидно, два подхода. Первый состоит в определении поглощенной дозы излучения и исследовании ее распределения как функции от ЛПЭ. Однако, если поглощенная доза может быть легко определена с помощью тканеэквивалентной ионизационной камеры, то исследование ЛПЭ — распределений представляет сложную экспериментальную задачу ^{/18/}. Многие трудности могут быть, по-видимому, устранены при использовании рекомбинационного метода для непосредственного определения фактора качества ^{/20/}, однако этот метод не внедрен еще широко в практику дозиметрических измерений. Второй подход к решению задачи, использованный нами, состоит в раздельном измерении потоков отдельных компонент смешанного излучения и определении его дозового эквивалента на основании известных соотношений между потоком и дозой в бэрах для отдельных компонент. При проведении подробного исследования этот метод не менее сложен чем первый, но он позволяет использовать сравнительно грубую спектральную картину для получения результата с точностью, приемлемой для практических целей, и поэтому оказался для нас более удобным.

При вычислении дозы излучения на основании измеренных величин потоков была использована хорошо известная зависимость дозы от энергии нейтронов ^{/21/}, которая дает следующие значения дозы на единичный поток: тепловые нейтроны — 0,0011 мкбэр/нейтр., промежуточные нейтроны спектра $1/E$ ($0,5 < E < 10^5$ эв) — 0,0018 мкбэр/нейтр. Для быстрых нейтронов ($0,1 < E < 15$ Мэв) соответствующую величину находили по кривой "доза-энергия", используя величину "средней" энергии этой группы нейтронов, которая определялась как указано выше. Для нуклонов с энергией свыше 20 Мэв было принято значение 0,1 мкбэр/нуклон. Эта величина согласуется со средним значением дозы на единичный поток протонов с энергией от 100 до 400 Мэв ^{/17/} и соответствует такому же значению для нейтронов, которое приводится в санитарных нормах ^{/16/}. В последнем случае указанная цифра является, по-видимому, завышенной, однако хорошо обоснованные данные для нейтронов этой области энергий в настоящее время отсутствуют.

Определенные указанным образом значения дозы в мкбэр/ 10^{10} протонов для различных точек здания ускорителя представлены на рис. 9. В таблице 3 показан вклад в дозу отдельных компонент излучения на примере нескольких характерных позиций измерения. Как мы видим, значительный вклад за защитой (до 50–80%) дает группа быстрых нейтронов. В центральном зале ускорителя, где в настоящее время отсутствует специальная защита, а также на участках за тонкой защитой (0,8 м силикатного кирпича) существенный вклад в дозу (до 70%) вносят нуклоны высоких энергий. Роль тепловых и промежуточных нейтронов, как правило, незначительна, несмотря на то, что они составляют преобладающую часть общего потока нейтрона.

При описанном способе определения дозового эквивалента излучения ускорителя мы обходим необходимость определения фактора качества излучения через ЛПЭ-распределение. Целесообразно, однако, на основании полученных сведений о компонентном составе излучения сделать оценку величину фактора качества для смешанного излучения ускорителя, поскольку всякие дополнительные сведения о факторе качества излучения на ускорителях высокой энергии представляют практический интерес. Значения фактора качества для нейтронов с энергией менее 15 Мэв известны (см. напр. ^{122/}), но сведения о факторе качества нуклонов высокой энергии очень бедны. Из биологических экспериментов, выполненных на пучках протонов с энергией в несколько сотен Мэв ^{23/}, следует, что их относительная биологическая эффективность близка к единице. Расчеты, выполненные для протонов с энергией от 100 до 400 Мэв ^{17/}, дают для фактора качества среднее значение 1,4. Для нейтронов в этом интервале энергий величина фактора качества не приводится, однако, на основании тех же расчетов можно полагать, что приближенное его значение должно равняться 4. При оценке фактора качества смешанного излучения ускорителя мы исходили из этих двух значений для нуклонов с энергией свыше 20 Мэв и из допущения, что отношение числа протонов к числу нейтронов равно 1. При этом вся ионизация в воздухе должна быть приписана, как отмечалось, протонам высокой энергии, а мезоны и γ -кванты должны быть из рассмотрения исключены, что заведомо приводит к некоторому завышению дозы излучения, но на величину фактора качества это допущение влияет слабо. Полученные таким образом значения фактора качества смешанного излучения ускорителя (табл. 3, последний столбец) превышают величины, определенные экспериментально на беватроне ^{19/}, и их следует рассматривать, по-видимому, как верхнюю границу реальных значений.

З а к л ю ч е н и е

Исследование полей рассеянного излучения синхрофазотрона было проведено с целью выяснения радиационных условий на ускорителе и опреде-

лени стени радиационной опасности для обслуживающего персонала и экспериментаторов, работающих на пучках ускорителя. Установлено, что дозиметрический контроль в первом приближении может быть сведен к контролю величины потока быстрых нейтронов и нуклонов высокой энергии, как компонент, дающих основной вклад в биологическую дозу излучения на ускорителе подобного типа. При достигнутой в настоящее время интенсивности внутреннего пучка протонов (10^{10} протонов/сек) уровни излучения в измерительных павильонах ускорителя и на территории, прилегающей к зданию ускорителя, не превосходят предельно допустимых уровней для профессионального облучения /13/. Однако планируемое дальнейшее увеличение интенсивности пучка синхрофазотрона требует усиления защиты ускорителя. К такому же выводу приводит сопоставление результатов измерений нейтронных потоков в пределах санитарно-защитной зоны ускорителя с нормами непрофессионального облучения /24/.

В заключение авторы выражают благодарность коллективу лаборантов группы дозиметрии ЛВЭ, проделавшему большую работу при проведении измерений.

Т а б л и ц а 1

Треки, наблюдаемые в рабочем объеме пропановой камеры ($V = 500 \text{ см}^3$, $\rho = 0,4 \text{ г/см}^3$), расположенной в центральной части зала ускорителя при сбросе на мишень $6 \cdot 10^7$ протонов с энергией 8 Гэв.

Точечные треки	865 ± 40
"Черные" треки, $3 < l < 50 \text{ мм}$	$5,1 \pm 0,6$
"Серые" сквозные треки	$5,6 \pm 0,65$
Треки электронов и позитронов	$23 \pm 1,4$

Таблица 2.

Пози- ция изме- рения (рис.2)	Поток нейтронов см ² /10 ¹⁰ протонов:				Доля в %				Средняя энергия быстрых нейтронов \bar{E}_B , МэВ	Доза в воздухе рад/10 ¹⁰ пр
	тепловые нейтроны	промежу- точные нейтроны	быстрые нейтроны (E > 20 МэВ)	нуклоны (E > 20 МэВ)	N_T/N_Σ	N_P/N_Σ	N_B/N_Σ	N_H/N_Σ		
1	100	730	400	85	7,6	55	30	6,5	0,6	2,4
2	260	3250	2150	700	4,1	51	34	11	2,5	23
3	60	250	150	140	10	42	25	23	4	1,0
4	100	760	260	100	8,2	62	21,5	8,2	2,5	3,0
5	27	25	11	12	36	33	15	13	1,0	0,5
6	21	32	16	30	22	32	16	30	1,5	
7	18	23	9	20	26	33	13	28	15	
8	55	122	58	42	20	44	21	15	10	0,5
9	4,4	9	3	4	21,5	44	15	19,5	5	
10	2,0	2,5	1,9	-	31	39	30	-	0,6	-
11	2,2	3,1	1,8	-	39	38	23	-	0,4	-

Таблица 3.

Позиция изменений	Доза нейтронов в мкбэр/10 ¹⁰ протонов					Доля в %					Фактор качества (оценка)
	Тепловые нейтроны	Промежуточ- ные нейтроны	Быстрые нейтроны	Нуклоны (E > 20 Мэв)	Суммар- ная доза	D_T / D_{Σ}	D_P / D_{Σ}	D_B / D_{Σ}	D_H / D_{Σ}		
	D_T	D_P	D_B	D_H	D_{Σ}						
I	0,11	1,3	9,8	8,5	19,2	0,6	6,8	48	44	6,5	
2	0,28	5,9	79	70	155	0,18	3,8	51	45	5,5	
3	0,065	0,45	5,7	14	20,2	0,33	2,2	28	70	4,2	
4	0,11	1,4	9,5	10	21	0,52	6,5	45	47	5,2	
5	0,031	0,045	0,41	1,2	1,7	1,9	2,7	24,5	71	4,5	
6	0,023	0,058	0,59	3,0	3,7	0,6	1,5	16	82	4,1	
7	0,020	0,038	0,50	2,0	2,6	0,8	1,45	19	77	3,6	
8	0,060	0,22	2,5	4,2	7,0	0,9	3,1	36	80	6,2	
9	0,048	0,016	0,12	0,4	0,54	0,9	3,0	22	74	3,8	
10	0,0022	0,0045	0,048	-	0,055	4	8,2	88	-	9,2	
11	0,0022	0,0054	0,035	-	0,042	5	13	88	-	8,8	

Л и т е р а т у р а

1. Conference on Shielding High Energy Accelerators, Oak-Ridge, TID-7545 (1957).
2. Б. Уитли, Сборник материалов симпозиума по отдельным вопросам дозиметрии. Госатомиздат, 1962 г., стр. 168.
3. Р. Валлес, Б. Мойер, Х. Паттерсон, А. Смет, Л. Стефенс, там же, стр. 175.
4. A.R. Smith. Première Colloque International sur la Protection Au près des Grands Accelérateurs, p. 137 (Presses Universitaires de France, Paris, 1962).
5. F.P. Cowan, там же, р. 143.
6. H.W. Patterson, там же, р. 95.
7. В. J. Мойер, там же, р. 85.
8. Л. С. Золин. Препринт ОИЯИ 2252, Дубна 1965.
9. В. Н. Лебедев, М. И. Салацкая. В сб. "Приборы и методы анализа излучений", вып. III, стр. 164. Госатомиздат, 1962 г.
10. H. Meyer et al. Nuovo Cim., 22, 1399 (1963).
11. R.L. Lehman and O.M. Fekula. Nucleonics. v.22, No. 11, 1964, p. 35.
12. D.E. Hankins. Neutron Dosimetry, v. II, p. 123, IAEA, Vienna, 1963.
13. W.N. Hess, H.W. Patterson and R. Wallace, E.L. Chipp. Phys. Rev., v. 116, No. 2, p.445 (1959).
14. N. Metropolis et al. Phys. Rev., v. 110, No. 1, p. 204 (1958).
15. S.J. Lindenbaum. Annual Reviews of Nuclear Science, 11, p. 213 (1961).
16. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений № 333-60. Госатомиздат, М., 1960 г.
17. J.E. Turner, C.D. Zerby, R.L. Woodyard, H.A. Whight, W.E. Kinney, W.S. Snyder and J. Neufeld. Health Physics, v. 10, p. 783 (1964).
18. Radiation Quantities and Units, International Commission on Radiological Units and Measurements (ICRU), Report 10a, 1962.
19. H.H. Rossi, W. Rosenzweig, W.H. Biavati, L. Goodman and L. Phillips. Health Physics, v. 8, p. 331 (1962).
20. M. Zelčinskij. Nukleonika, 1962, 7, Nr. 3, 175.
21. Protection against Neutron Radiation up to 30 Million Electron Volts, National Bureau of Standards Handbook 63 (1957).
22. W.S. Snyder. Selected Topics in Radiation Dosimetry, IAEA, Vienna, 1961, p.647.
23. Ю. Г. Григорьев и др. Biological Effects of Neutron and Proton Irradiations, IAEA, Vienna, 1964, v. I, p.223.
24. В. Н. Лебедев, Л. С. Золин, М. И. Салацкая. Препринт ОИЯИ Р-2177, Дубна,

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1965 г.

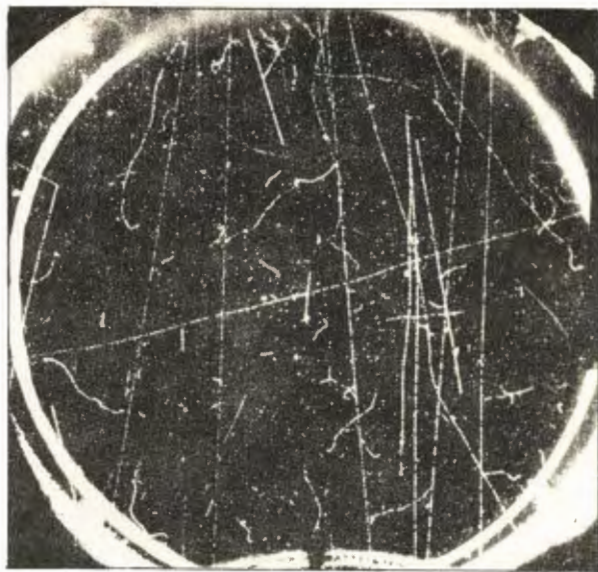


Рис. 1. Треки частиц в пропановой камере объемом 0,5 л, расположенной в центральной части зала ускорителя, при энергии ускоренных протонов 8 Гэв и интенсивности $6 \cdot 10^7$ протонов/цикл.

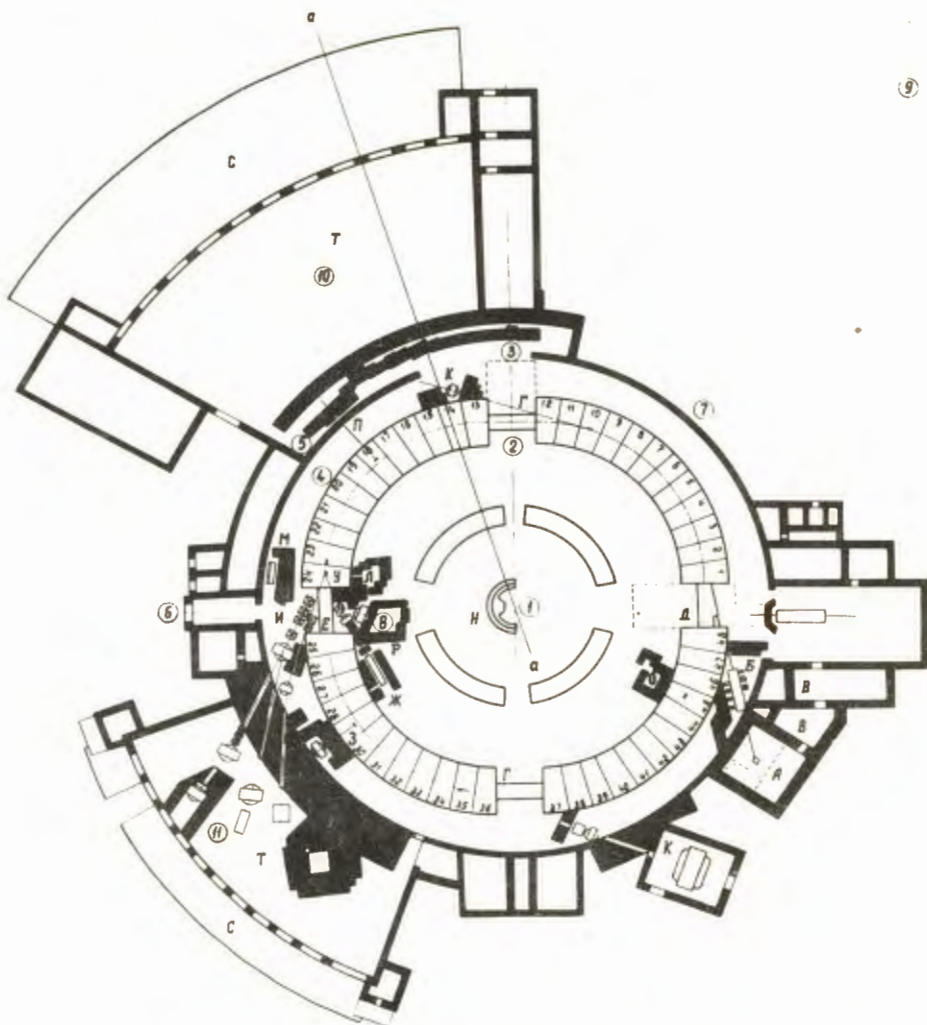


Рис. 2. План здания ускорителя и размещение местной защиты и экспериментального оборудования в период проведения измерений. А - форнижектор на 600 кэв; Б - линейный ускоритель на 9 Мэв; В - пульт управления ЛУ; Г - ускоряюще-прямолнейные промежутки; Д - вводной прямолинейный промежуток; Е - выводной прямолинейный промежуток; Ж - канал положительных К-мезонов; З - канал медленных К-мезонов; И - каналы отрицательных π -мезонов; К - канал нейтральных частиц; Л - один из бетонных домиков; М - канал медленных К-мезонов; Н - вспомогательный пульт управления; О - канал положительных К-мезонов низкой энергии; П - канал нейтральных К-мезонов; Р - канал положительных π -мезонов; С - лабораторные помещения; Т - физические павильоны; У - мишень. 1-11 - позиции, результаты измерений в которых даны в таблицах 2 и 3.

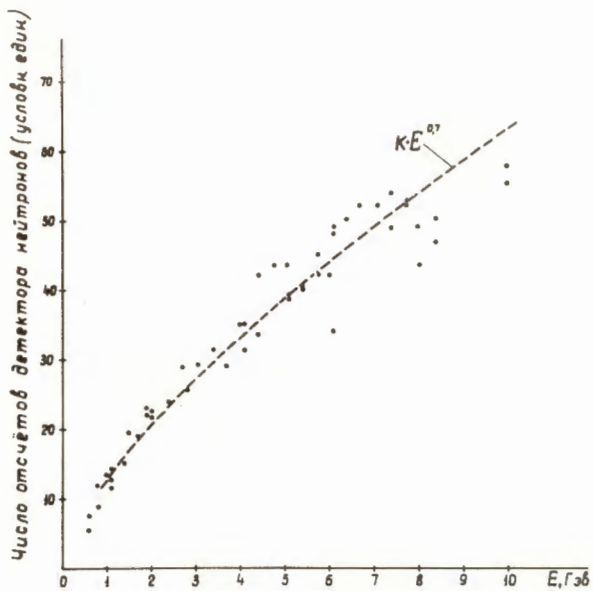


Рис. 3. Зависимость числа отсчетов детектора нейтронов от энергии ускоренных протонов.

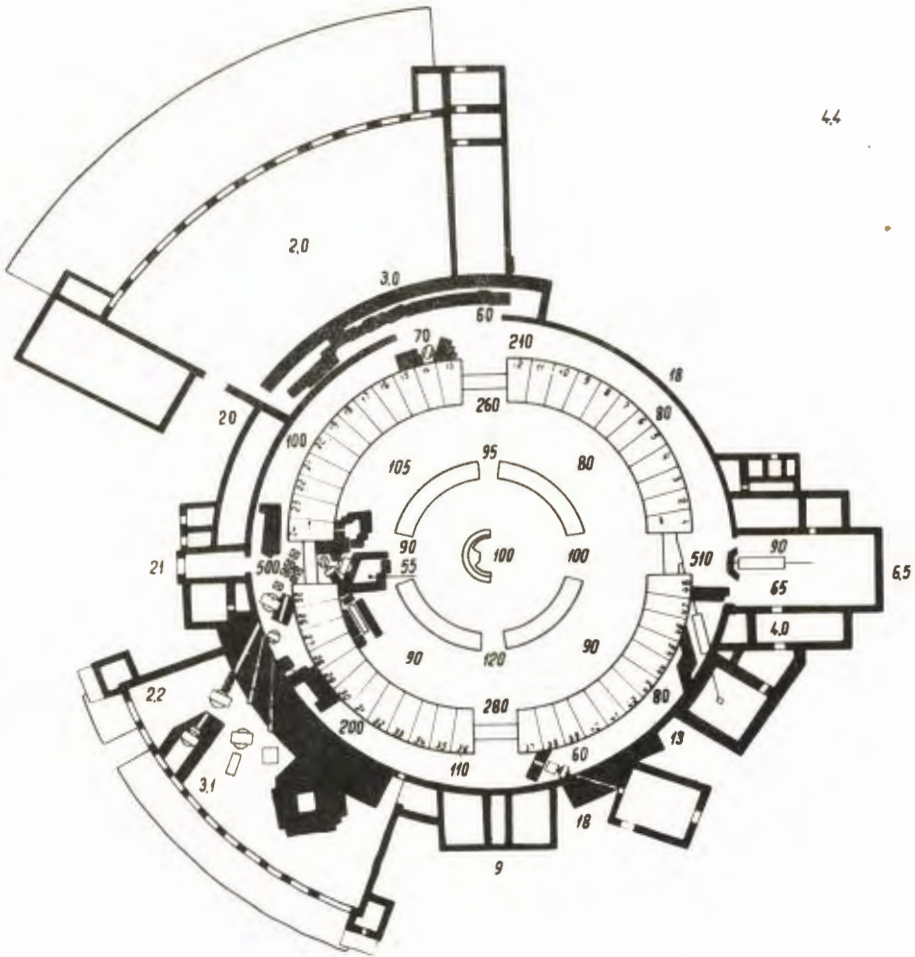


Рис. 4. Потоки тепловых нейтронов (нейтр/см²/10¹⁰ протонов).

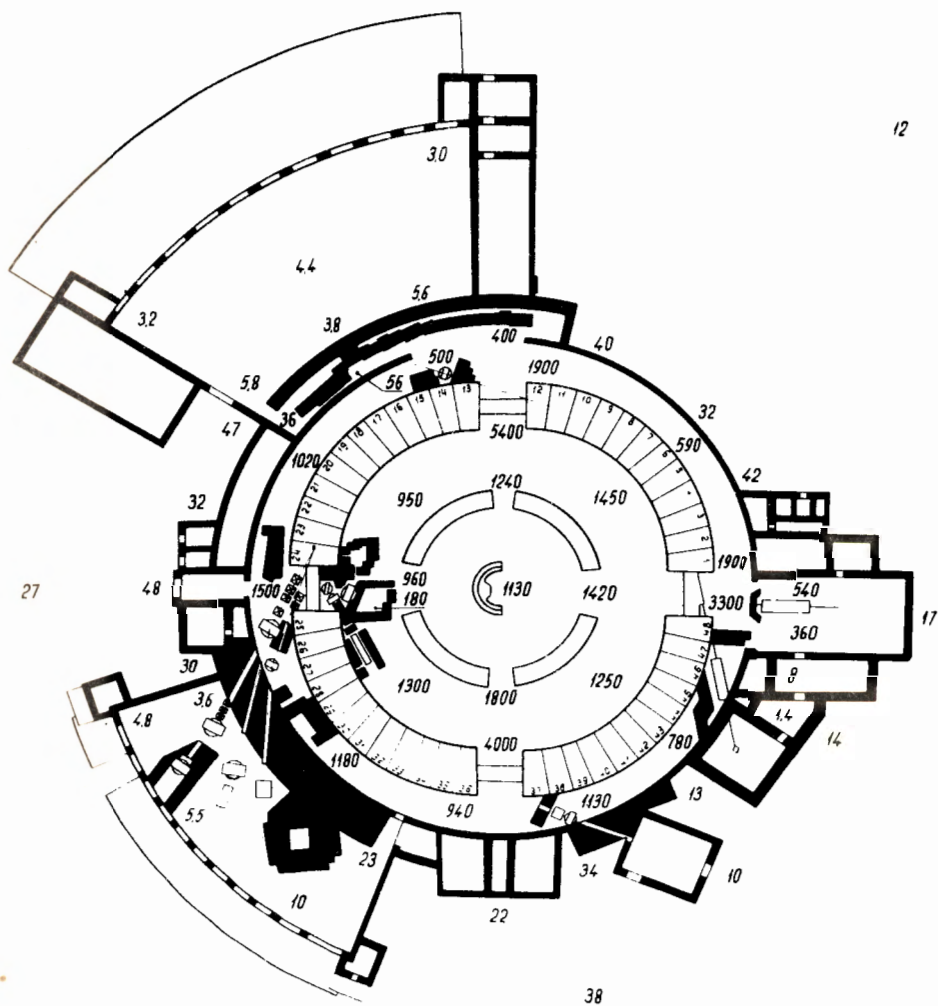


Рис. 5. Потоки промежуточных и быстрых нейтронов $0,5 < E < 1,5 \cdot 10^7$ эв (нейтр/см²/10¹⁰ протонов).

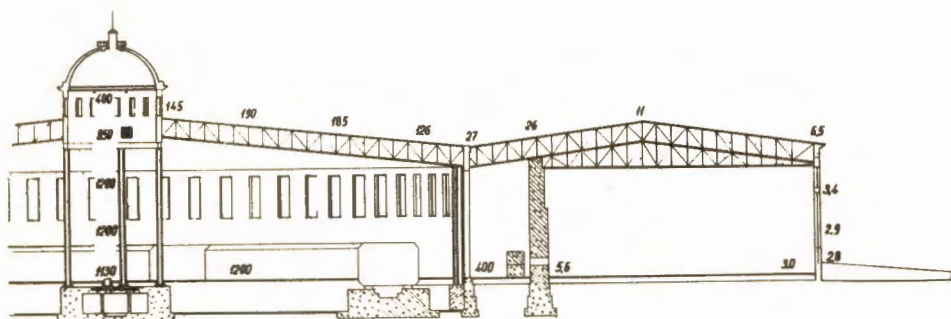


Рис. 6. Потоки промежуточных и быстрых нейтронов $0,5 < E < 1,5 \cdot 10^7$ эв (нейтроны/см²/10¹⁰ протонов). Профильный разрез здания синхротрона по линии а-а рис. 2.

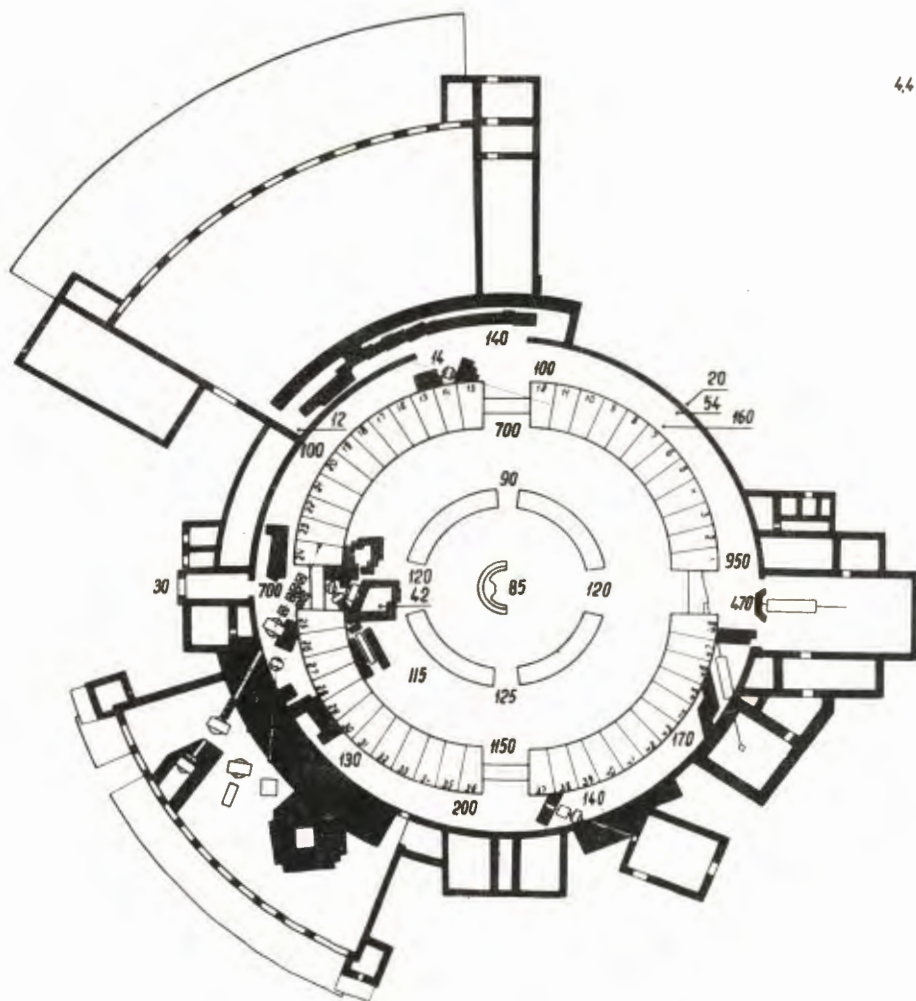


Рис. 7. Потоки нуклонов с энергией > 20 Мэв (нукл./см²/10¹⁰ протонов).

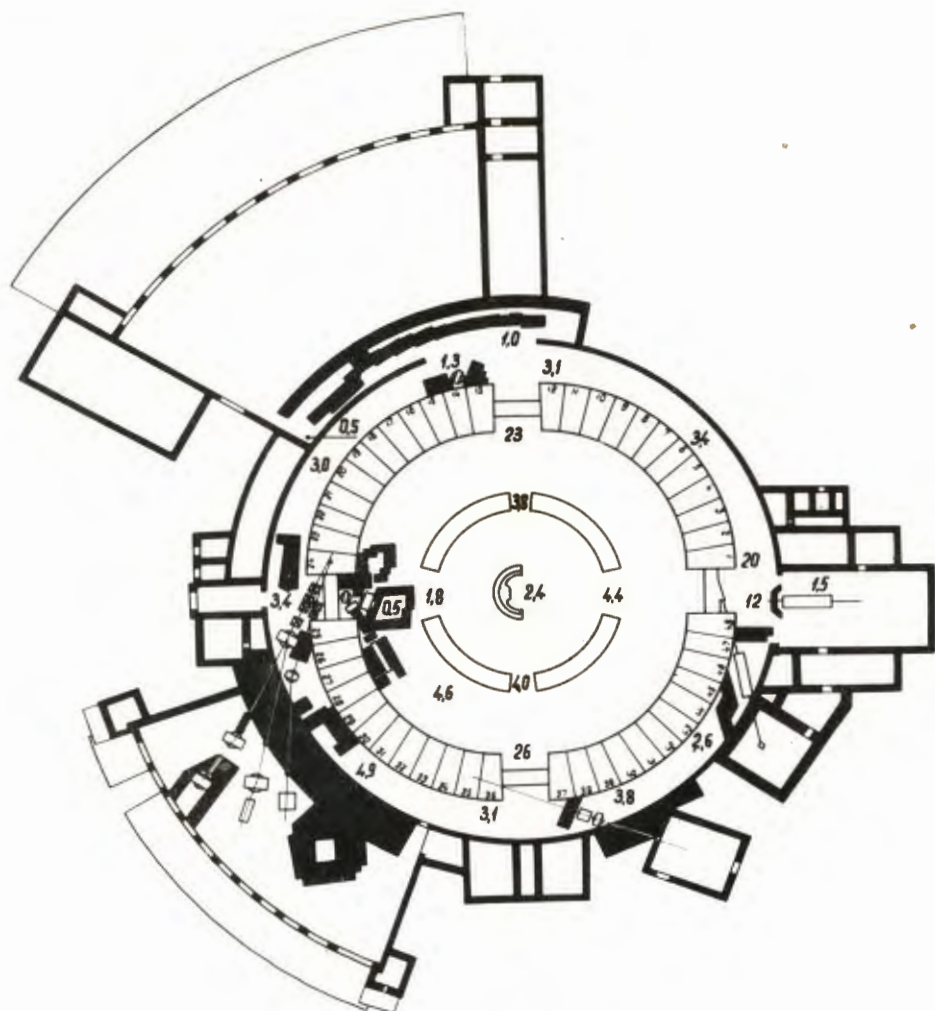


Рис. 8. Доза в воздухе (рад/10¹⁰ протонов).

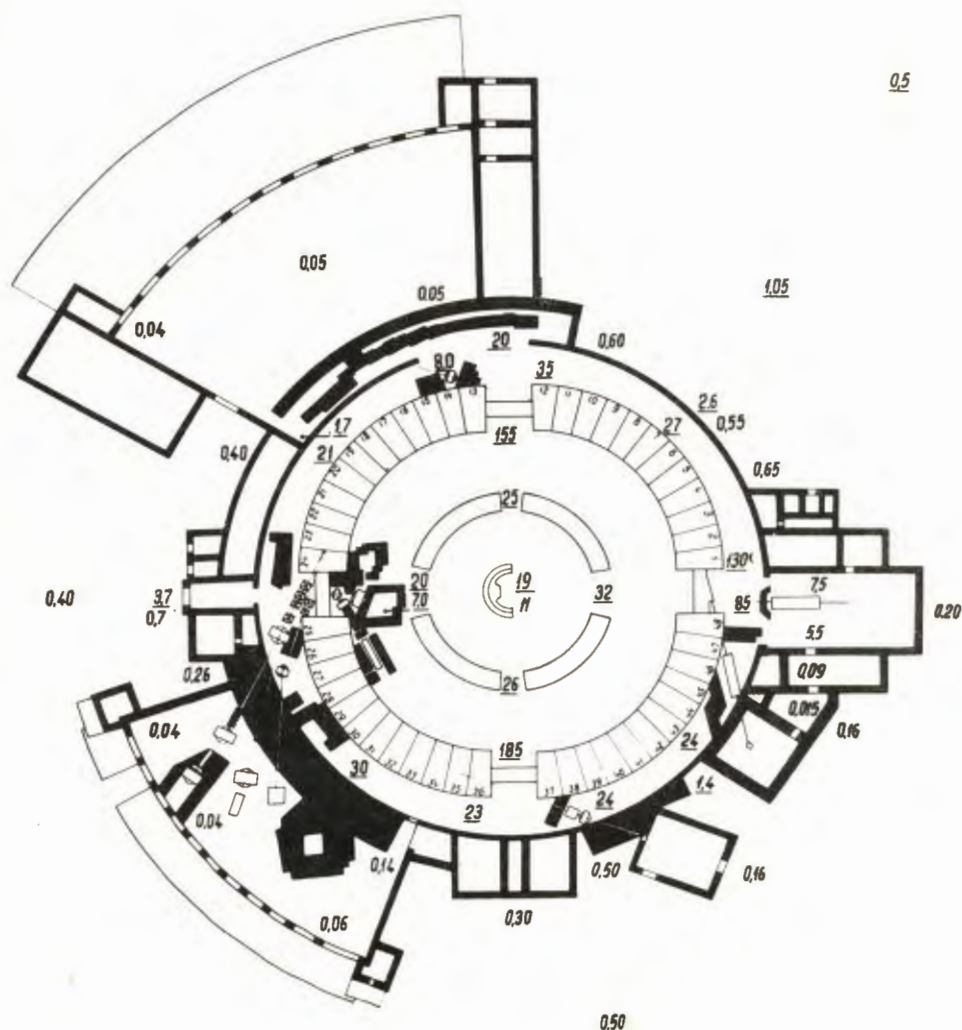


Рис. 9. Значения дозы в $\text{мкр}/10^{10}$ протонов. Цифры, отмеченные чертой, дают значения дозы, вычисленные с учетом потока нуклонов с энергией > 20 Мэв, в остальных случаях указывается значение дозы, обусловленной только нейтронами с энергией < 20 Мэв.