



Г. Н. Тимошенко

**РАДИАЦИОННАЯ ЗАЩИТА
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ
УСКОРТЕЛЕЙ**

Объединенный институт ядерных исследований

Г. Н. Тимошенко

РАДИАЦИОННАЯ ЗАЩИТА
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ
УСКОРИТЕЛЕЙ

Дубна 2022

T417

Тимошенко Г. Н.

T417 Радиационная защита высокоэнергетических ускорителей. — Дубна: ОИЯИ, 2022. — 111 с.

ISBN 978-5-9530-0570-8

В книге рассмотрены основные вопросы, касающиеся специфики формирования полей ионизирующих излучений на высокоэнергетических ускорителях протонов и тяжелых ионов, активации оборудования, хлад-агентов, воздуха и защиты, разработки средств радиационного контроля и т. д. Предлагаемый читателю материал основан на современных физических представлениях и методах, а для примера приведены результаты прогнозирования радиационной обстановки на создаваемом в ОИЯИ ускорительном комплексе NICA.

Книга предназначена для подготовленных инженерно-технических и научных работников, специализирующихся в области физики защиты и радиационной безопасности на высокоэнергетических ускорителях заряженных частиц.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Формирование вторичного излучения на ускорителях	9
1.1. Ядерные реакции под действием высокоэнергетичных протонов	11
1.2. Ядерные реакции под действием высокоэнергетичных ионов	16
1.3. Формирование вторичного излучения из толстых мишеней. . .	21
Глава 2. Формирование рассеянного излучения за боковой защитой ускорителей	29
2.1. Развитие межъядерного каскада в защите	30
2.2. Характеристики смешанного рассеянного поля излучения за защитой	34
2.3. Эффективная доза персонала за защитой ускорителей	38
2.4. Ловушки пучков. Мюоны	43
2.5. Материалы защиты	48
2.6. Проемы в защите и проходы через нее.	51
Глава 3. Излучение ускорителей в окружающей среде («skyshine»).	56
Глава 4. Программы транспорта излучений в веществе методом Монте-Карло	63
4.1. Верификация программ	65
4.2. Геометрия задачи	72
4.3. Методы понижения дисперсии.	75
Глава 5. Наведенная радиоактивность	78
5.1. Активация металлов	81
5.2. Активация бетона защиты.	85
5.3. Активация хладагентов	86
5.4. Активация воздуха в туннелях	87
5.5. Активация грунта под ускорителями	91
5.6. Внутреннее облучение населения за границей санитарно-защитной зоны	91
Глава 6. Средства радиационного контроля на высокоэнергетичных ускорителях	94
6.1. Многошаровой спектрометр нейтронов.	95
6.2. Приборы радиационного контроля на ускорителях	100

6.3. Активационные детекторы	102
6.4. Метрологическая поддержка измерений нейтронов в области высоких энергий	105
6.5. Влияние импульсности излучения на показания средств ради- ационного контроля	107
Глава 7. Аварийные ситуации	110

ВВЕДЕНИЕ

Ускорители заряженных частиц являются специфическими техногенными источниками, генерирующими ионизирующее излучение, воздействию которого подвергаются профессиональные работники (персонал). Состав излучения на ускорителях радикально отличается от излучений, характерных для объектов ядерного топливного цикла и различных радиоизотопных источников. Соответственно, триада радиационной защиты человека (время, расстояние, экранирование) не может работать в полном объеме на ускорителях, поскольку время работы персонала и расстояние от источников излучения определяются условиями труда (рабочим днем и рабочим местом), и главным фактором, обеспечивающим радиационную безопасность персонала, является физическая защита от излучений путем его экранирования.

Ускоряемыми частицами на современных ускорителях являются электроны, протоны и тяжелые ионы. Максимальные энергии ускоренных частиц сегодня: электроны — до 104 ГэВ (Большой электрон-позитронный коллайдер, ЦЕРН), протоны — до 6,5 ТэВ и тяжелые ионы — до 2,76 ТэВ/нуклон (Большой адронный коллайдер, ЦЕРН). Если до 1970–1980-х гг. основным типом ускорителей являлись циклотроны (синхроциклотроны), то в настоящее время большинство действующих в мире ускорителей — это синхротроны (в том числе электрон-позитронные, адронные и один электрон-протонный коллайдер).

Наличие радиационных источников на ускорителях связано с практически неустраняемыми потерями заряженных частиц в процессе ускорения. Минимизация потерь частиц — одна из важнейших задач ускорительной техники. Другие источники вторичного излучения — физические мишени для проведения экспериментов. Чаще всего используются фиксированные физические мишени различной толщины. В коллайдерах для проведения физических экспериментов сталкиваются пучки ускоренных частиц. Потери частиц в процессе ускорения обусловлены различными причинами: наличием в вакуумной камере ускорителя атомов остаточного газа, искажениями магнитного поля, бетатронными колебаниями

пучков, потерями при инжекции и выводе пучка и т. д. При этом частицы, выбывшие из процесса ускорения, взаимодействуют с деталями ускорителя, создавая источники вторичного излучения. В этих радиационных источниках в электрон/позитрон-ядерных или адрон-ядерных ($h-A$) столкновениях рождается большое число различных элементарных частиц и квантов широчайшего энергетического диапазона (вплоть до энергии первичных ускоренных частиц). Вторичное излучение характеризуется резко анизотропным угловым распределением и большой множественностью, зависящими от энергии первичных частиц. На высокоэнергетических ускорителях заряженных частиц большая часть вторичного излучения сосредоточена в узком конусе по направлению пучка первичных ускоренных частиц. В процессах множественного рождения, идущих с большим сечением, основная доля вторичных частиц имеет поперечные импульсы, заключенные в области < 1 ГэВ/с. При столкновении с веществом тяжелых ионов высоких энергий имеет место кумулятивный эффект, когда энергия вторичной частицы может значительно превышать энергию на нуклон ускоренного тяжелого иона.

Конечно, персонал, обслуживающий ускорители, и физики не могут быть облучены пучком первичных частиц и вторичным излучением в штатном режиме работы (только в результате аварийной ситуации). Этому препятствует радиационная защита, окружающая ускоритель, и организационные меры, исключающие доступ людей в опасные зоны при работе ускорителей. Источником облучения людей в штатном режиме является рассеянное излучение за радиационной защитой, облучаемой изнутри вторичным излучением из камеры ускорителя или из физических мишеней. Под «толстой» мишенью, являющейся, как правило, наиболее мощным источником вторичного излучения, подразумевается мишень, в формировании поля вторичного излучения вокруг которой существенную роль играет межъядерный каскад, или мишень, толщина которой сравнима с ионизационным пробегом первичных частиц.

Материалом радиационной защиты может быть вещество с большими A и Z , имеющее значительное сечение адрон-ядерных взаимодействий, но в подавляющем числе случаев в качестве конструкционного материала защиты применяется бетон различной плотности. Толщина бетонной защиты на высокоэнергетических ускорителях может составлять несколько метров. Термин «рассеянное» излучение за защитой применяется в том смысле, что в процессе прохождения через материал толстой защиты частицы, рождаемые в процессе развития межъядерного каскада, теряют

связь с направлением движения породившего их вторичного излучения и выходят из защиты под разными углами. Остаточное рассеянное излучение, выходящее из защиты, является многокомпонентным (смешанным) и имеет широкий энергетический спектр. Это излучение иногда называют излучением утечки из защиты. В принципе, на высокоэнергетических ускорителях компонентный состав излучения утечки может быть близок к составу вторичного излучения, но не все вторичные частицы играют одинаковую роль в вопросах физики защиты и дозиметрии, главным образом из-за короткого времени жизни. Основным дозообразующим компонентом рассеянного излучения утечки за защитой ускорителей являются нейтроны с энергией от тепловой области до сотен мегаэлектронвольт. Данный факт существенно затрудняет органи-

Таблица 1. Основные параметры действующих в РФ ускорителей

Тип	Частицы	Максимальная энергия	Максимальный ток пучка	Год пуска
Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ)				
Фазотрон	Протоны	0,66 ГэВ	До 3 мкА	1949
Синхротрон «Нуклотрон»	Ионы до Кг	До 6 ГэВ/нуклон	До 10^{11} частиц/цикл	1992
Институт физики высоких энергий (ИФВЭ)				
Синхротрон У-70	Протоны	До 70 ГэВ	До $1,7 \cdot 10^{13}$ протон/цикл	1967
	Ионы ^{12}C	До 450 МэВ/нуклон	$2 \cdot 10^8$ ион/цикл	2007
Петербургский институт ядерной физики (ПИЯФ)				
Синхроциклотрон СЦ-1000	Протоны	1 ГэВ	1 мкА	1970
Институт ядерных исследований (ИЯИ)				
Линейный ускоритель	Протоны	До 0,5 ГэВ	До 100 мкА	1997
Институт ядерной физики (ИЯФ) СО РАН				
Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4	Электроны Позитроны	6×6 ГэВ	До 10 мА	1987
Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000	Электроны Позитроны	2×2 ГэВ	До 10 мА	2000

зацию радиационного контроля на ускорителях, поскольку все промышленные приборы для дозиметрии и радиометрии нейтронов ориентированы на атомную энергетику, т. е. на рабочий диапазон энергии нейтронов до 10–15 МэВ. Поэтому средства радиационного контроля на ускорителях не являются типовыми и разрабатываются самостоятельно службами радиационной безопасности установок.

В России ускорители сосредоточены в нескольких научных центрах: ОИЯИ, ПИЯФ и ИФВЭ (НИЦ «Курчатовский институт»), ИЯИ РАН, ИЯФ СО РАН (медицинские ускорители и установки для наработки радиофармпрепаратов в настоящей книге не рассматриваются). Краткие характеристики действующих на начало 2022 г. установок на промежуточные и высокие энергии заряженных частиц приведены в табл. 1.

В ОИЯИ на базе синхротрона «Нуклотрон» создается коллайдер с накоплением ионов ^{197}Au при энергии 4,5 ГэВ/нуклон и протонов до энергии 12,7 ГэВ (проект ускорительного комплекса NICA). Физический пуск коллайдера планируется на 2022 г. Также в ИЯФ СО РАН создается Сибирский кольцевой источник фотонов (СКИФ) на базе электронного синхротрона на энергию 3 ГэВ, запуск которого ожидается в 2024 г.

Глава 1

ФОРМИРОВАНИЕ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Синхроциклотрон/фазотрон — циклический ускоритель тяжелых заряженных частиц (протонов, ионов), в котором частицы движутся в постоянном и однородном магнитном поле и ускоряются в уменьшающемся по частоте высокочастотном электрическом поле. Движение частиц в фазотроне происходит по раскручивающейся спирали, и частицы в фазотроне ускоряются до энергии не более 1 ГэВ. Ограничения здесь определяются размерами фазотрона, так как с ростом скорости частиц растет радиус их орбиты, поэтому фазотрон — устаревший тип ускорителя. Конструктивно он состоит из массивного магнита с диаметром полюсов до 6–7 м, между ними размещается огромная вакуумная камера, в которой движутся частицы. Из-за потерь частиц в процессе ускорения вторичное излучение выходит из камеры во все стороны, поэтому фазотрон располагается в наземном помещении, окруженном толстой бетонной защитой, на внутреннюю поверхность которой вторичное излучение падает под различными углами.

Синхротрон (основной тип современных высокоэнергетических ускорителей) — резонансный циклический ускоритель. Характеризуется тем, что в процессе ускорения частиц орбита пучка сохраняет постоянный радиус, а ведущее магнитное поле поворотных магнитов, определяющее этот радиус, возрастает во времени. Конструктивно синхротроны являются кольцевыми установками с вакуумными камерами в виде тора, радиус которых достигает многих километров. Отклонение заряженных частиц осуществляется специальными поворотными магнитами (диполями). Частицы в кольцевом ускорителе движутся не по прямой, а описывают сложную колебательную траекторию по направлению движения. Как правило, пучок частиц обладает азимутальной симметрией. Без периодической фокусировки пучок частиц в силу разных причин (бетатронные и синхротронные колебания, кулоновское отталкивание, рассеяние на остаточном газе в камере) постепенно рассеется. Заряженные частицы могут быть сфокусированы с помощью магнитных линз в идеале до поперечных размеров области

взаимодействия первичного пучка с мишенью. Поэтому кольцевые каналы заряженных частиц с установленными на них диполями и фокусирующими магнитными линзами можно делать длинными (километры) без особых потерь интенсивности.

В обычных магнитах из железа, охлаждаемых водой или воздухом и называемых «теплыми», максимальное магнитное поле ограничивается предельной величиной напряженности магнитного поля в железе или ферросплаве и не превышает 2–2,5 Тл. Это определяет радиус поворота заряженных частиц в синхротроне, который в случае «теплых» магнитов становится неоправданно большим для ускорителей сверхвысоких энергий. Применение сверхпроводящих магнитов позволяет создать в диполях магнитное поле до 7 Тл.

Потери ускоряемых частиц по различным причинам распределены неравномерно по периметру ускорителя. Наибольшие потери пучка происходят в районах внутренних мишеней, инъекции и вывода пучков из ускорителей. Защита синхротрона представляет собой кольцевой туннель с массивными стенами и верхним перекрытием, причем толщины верхней и внутренней боковой защит по понятным причинам меньше, чем толщина внешней боковой, к которой прилегают помещения, где во время работы ускорителя может находиться его персонал. Таким образом, основным видом биологической защиты на синхротроне является боковая. Современные синхротроны строятся как наземные, полузаглубленные в грунт и полностью подземные установки, в которых помимо бетона радиационной защитой является и окружающая их земля (аналогичная ситуация характерна и для высокоэнергетичных линейных ускорителей). Причем из-за тенденции увеличения размеров колец ускорителей с ростом энергии ускоряемых частиц встает проблема отчуждения большой территории для обеспечения радиационной безопасности населения. Конечно, подземное размещение ускорителей во многом решает вопросы радиационной безопасности населения, но значительно удорожает стоимость установок. Однако даже при наземном размещении ускорителей из-за больших объемов защиты ее стоимость может составлять 30–40% от стоимости всего оборудования.

Заряженные частицы высокой энергии, потерянные в процессе ускорения в синхротроне, падают на внутреннюю стенку тороидальной вакуумной камеры под малыми углами (несколько градусов). Часть из них ядерно взаимодействует со стенкой камеры, порождая вторичное излучение, часть проходит через камеру без ядерных взаимодействий и облучает внутреннюю поверхность боковой защиты также под малыми углами. Камера обычно изготов-

ливается из тонкого листа нержавеющей стали 2–3 мм толщиной, и внутри нее поддерживается вакуум около 10^{-11} Торр. Формально из-за малого угла входа частиц в стенку камеры толщина вещества (железа) по направлению движения частицы велика, но вследствие процессов упругого (кулоновского и ядерного) рассеяния реальный пробег частиц в стенке камеры много меньше, поэтому стенку можно рассматривать как тонкую мишень, в которой происходят однократные ядерные взаимодействия.

Рассмотрим подробнее процессы, характеризующие образование вторичных частиц при взаимодействии с веществом высокоэнергетических заряженных частиц (ускоренных протонов и тяжелых ионов).

1.1. Ядерные реакции под действием высокоэнергетических протонов

Важнейшей характеристикой процесса является его сечение (вероятность). Полное сечение есть сумма упругого и неупругого рассеяния частиц на ядре вещества. Поскольку рождение вторичных частиц связано с глубоконеупругими ядерными реакциями, то наибольший интерес с точки зрения формирования вторичного излучения имеет поведение неупругого сечения. На рис. 1 показаны неупругие сечения реакций типа $p-A$ и $n-A$.

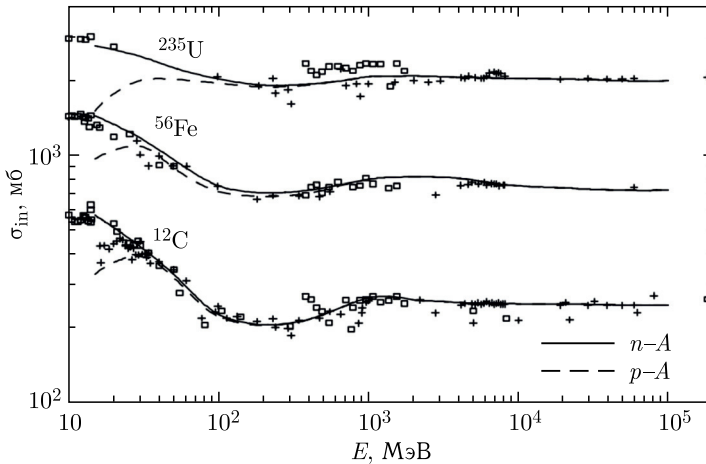


Рис. 1. Зависимость неупругих сечений нуклон-ядерных реакций от энергии протонов (штриховая кривая) и нейтронов (сплошная кривая) для различных ядерных мишеней

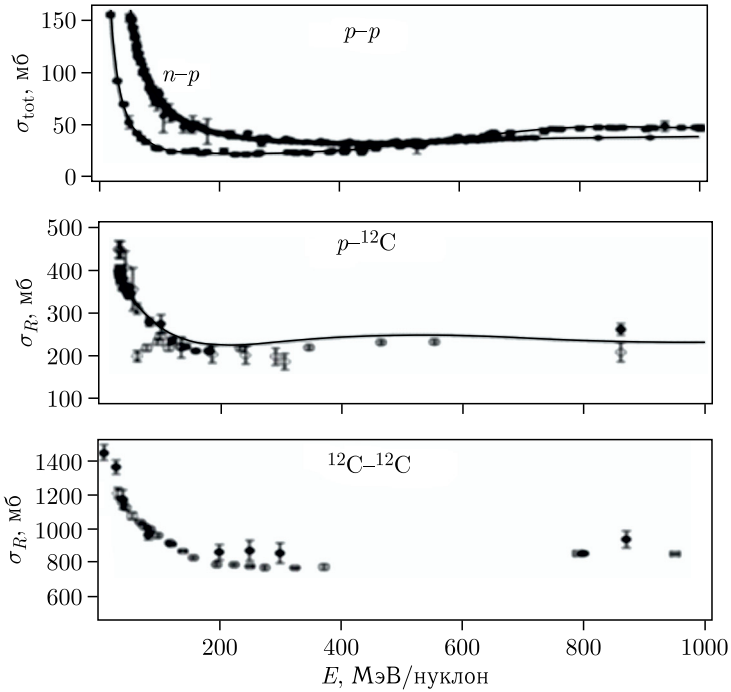


Рис. 2. Полные сечения реакций $n-p$, $p-p$, $p-^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$

Энергетические зависимости полных сечений реакций $n-p$, $p-p$, $p-^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ приведены для примера на рис. 2.

Видно, что, во-первых, величина сечений растет с увеличением атомного веса как ядра-снаряда, так и ядра-мишени, а во-вторых, сечение после небольшого минимума в районе $\sim 100-200$ МэВ практически выходит на плато, т. е., начиная с некоторого значения, не зависит от энергии частицы-снаряда. Наличие минимума связано с тем, что в этом районе энергий открываются каналы образования π -мезонов. Зависимость полного сечения взаимодействия протонов с ядрами некоторых элементов показана на рис. 3.

Если рассматривать район сечений с энергией более 150 МэВ (плато), то для оценок неупругих сечений нуклонов-снарядов с ядрами с атомным весом A можно использовать следующие аппроксимации: $\sigma_{\text{in}} = 32 \cdot 10^{-27} \cdot A^{0,75}$ или $\sigma_{\text{in}} = 43 \cdot 10^{-27} \cdot A^{0,69}$ (в мб). При этом сечения для протонов и нейтронов на ядрах вещества сравниваются при энергиях более нескольких десятков МэВ.

В ядерных реакциях высокоэнергетичные протоны взаимодействуют с нуклонами ядра мишени индивидуально, через нуклон-

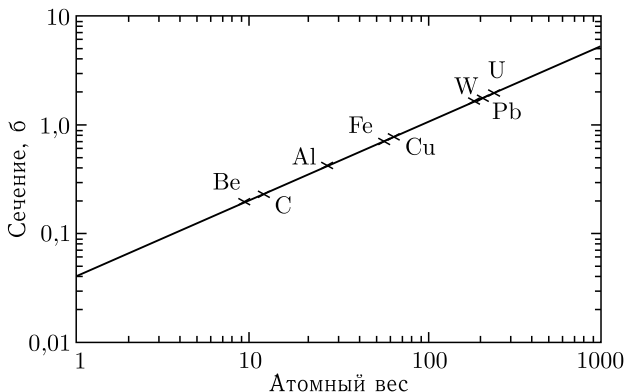


Рис. 3. Полные сечения взаимодействий протонов с ядрами Be, C, Al, Fe, Cu, W, Pb, U

нуклонные взаимодействия, т.е. реакция протекает как бы на «свободных» нуклонах без образования составного ядра. При этом нуклон отдачи из ядра может в свою очередь провзаимодействовать с другим нуклоном из ядра, образуя так называемый внутриядерный каскад. Вследствие этого большая энергия налетающего протона может распределиться между многими нуклонами ядра и часть из них приобретет энергию, достаточную, чтобы покинуть ядро. В результате внутриядерного каскада из ядра испускаются несколько энергичных частиц, а оставшаяся часть оказывается сильновозбужденным ядром, которое, распадаясь, испускает частицы малых энергий. Среднее число испускаемых вторичных частиц (нуклонов, мезонов, гиперонов, электронов и т. д.) растет с увеличением энергии первичной частицы. С наибольшей вероятностью в множественных процессах с высокоэнергетическими нуклонами рождаются самые легкие адроны — π -мезоны, составляющие 70–80% вторичных частиц. Значительную долю составляют также K -мезоны и гипероны (~ 10 –20%) и нуклон-антинуклонные пары (порядка нескольких процентов). В ходе ядерной реакции кроме мезонов и нуклонов могут (с меньшей вероятностью) испускаться и более тяжелые ядерные осколки (дейтроны, тритоны, α -частицы). Помимо увеличения среднего числа испускаемых частиц в адрон-ядерных ($h-A$) взаимодействиях с увеличением энергии налетающего адрона растет и средняя энергия вторичных частиц.

Множественность вторичных частиц — еще одна важная характеристика процесса ядерного взаимодействия, причем множественное рождение частиц происходит при столкновении любых

известных в настоящее время частиц, если их энергия достаточно велика. Среднее число вторичных частиц (средняя множественность) медленно (логарифмически) растет с увеличением энергии частицы-снаряда и практически не зависит от ее типа и от числа нуклонов в ядре, т. е. от атомной массы ядра. Зависимость средней множественности рождения вторичных адронов Q в железе от кинетической энергии E протона-снаряда в диапазоне 1–1000 ГэВ может быть удовлетворительно описана простым выражением $Q = 16E^{0,15} - 10$ (рис. 4). Причем множественность нейтронов в реакциях расщепления (spallation) как функция их энергии и атомного веса материала защиты растет линейно, а множественность протонов растет слабее (как логарифм энергии).

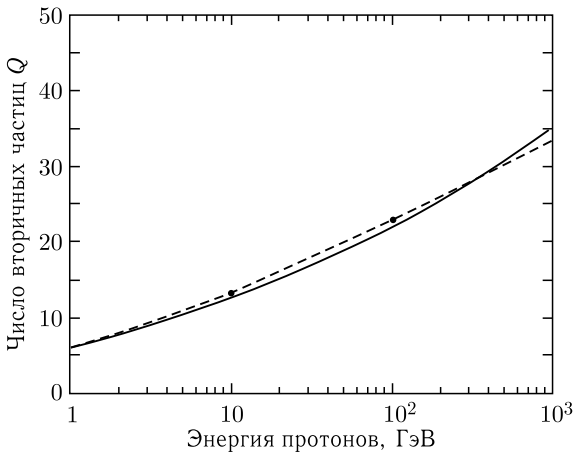


Рис. 4. Число вторичных адронов, испускаемых из ядра железа, бомбардируемого протонами различной энергии. Штриховая кривая — экспериментальные данные, сплошная — фитирование вышеприведенной аппроксимацией

На компенсацию энергии связи в ядре и на создание массы покоя вторичных частиц идет только небольшая часть энергии столкновения, т. е. энергия протона тратится главным образом на сообщение основной части генерированных частиц большой кинетической энергии (большого импульса). Еще одной характерной закономерностью взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами является то, что поперечные (к оси соударения) компоненты p_{\perp} импульсов вторичных частиц, как правило, малы. Среднее значение p_{\perp} составляет приблизительно 0,3–0,5 ГэВ/с и почти постоянно в очень широкой области энергий частиц-снарядов. Поэтому вторичные частицы вылетают резко направленными, в узком и

сужающемся по мере роста энергии частиц-снарядов конусе по направлению движения налетающей частицы. Причем чем выше энергия вторичных частиц, тем уже их угловое распределение. Еще одним свойством спектрально-угловых распределений вторичных частиц является слабая зависимость поперечного импульса от природы первичной частицы, а вот продольный импульс вторичных частиц растет пропорционально энергии столкновения.

Форма угловых распределений вторичных адронов имеет (в достаточно широких пределах) слабую зависимость от энергии и массы первичных частиц и от атомного веса материала мишени. Этот факт может быть объяснен следующими соображениями. Регистрируемые высокоэнергетичные каскадные частицы образуются преимущественно в периферических ядерных взаимодействиях, т. е. в результате квазисвободных столкновений нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени, поэтому их угловое распределение близко к распределению в нуклон-нуклонных столкновениях вне зависимости от A -мишени. Например, Салливан предложил аппроксимацию углового распределения флюенса вторичных адронов $\Phi(\theta)$ с энергией более 40 МэВ из медной (железной) мишени на расстоянии 1 м, пригодную в диапазоне значений энергии E налетающих протонов $5 < E < 500$ ГэВ:

$$\Phi(\theta) = 1/\{2[\theta + (35/E^{0.5})]^2\} \text{ см}^{-2} \text{ на один протон.}$$

Здесь E выражено в гигаэлектронвольтах, θ — в градусах. Угловое распределение выхода вторичных частиц в единицу телесного угла из ядра можно также хорошо описать функцией $dN/d\Omega = C \exp(-\beta \cdot \theta)$, где θ — угол относительно направления движения частицы-снаряда в радианах, $\beta \approx 2,3 \text{ рад}^{-1}$, C — некоторый нормировочный множитель. Аппроксимация работает для оценки углового распределения вторичных нейтронов высокой энергии и энергий налетающих протонов в несколько гигаэлектронвольт.

Из-за слабой зависимости поперечного импульса вторичных адронов от энергии налетающего протона количество адронов, вылетающих под углами, близкими к 90° , остается постоянным в широком диапазоне значений энергии протона, а основная часть его энергии идет на увеличение числа и энергии вторичных адронов в направлении прямо вперед (рис. 5).

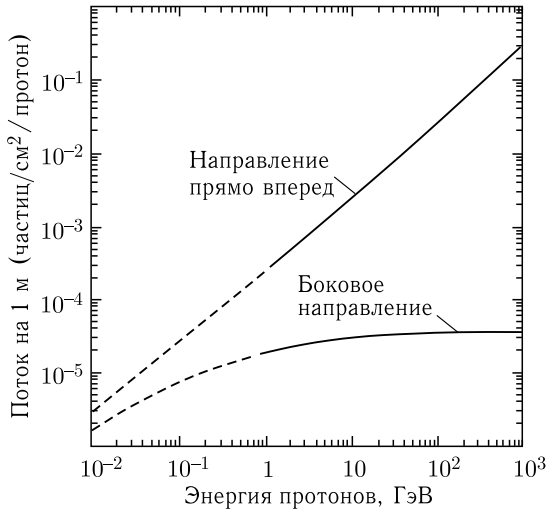


Рис. 5. Энергетическая зависимость флюенса вторичных адронов с энергией более 40 МэВ, вылетающих под углами, близкими к 0° и к 90° , из медной мишени, бомбардируемой протонами

1.2. Ядерные реакции под действием высокоэнергетичных ионов

Несколько слов о том, почему говорится об ускорении ионов, а не ядер. В источнике ускорителя за счет разряда в газе или облучения лазером тонкой мишени образуются различные ионы. Далее с помощью электрических и магнитных полей из источника вытягивается набор ионов с максимальными зарядами, фокусируется и ускоряется. Получить «голые» ядра из источника практически невозможно. Магнитная оптика в инжекторе и на начальном этапе ускорения настроена на определенное отношение A/Z ионов и отбирает только ионы, удовлетворяющие этому критерию. Поэтому в большинстве ускорителей действительно движутся ионы, а не «голые» ядра. Так, линейный ускоритель тяжелых ионов NICA для бустера комплекса NICA в ОИЯИ ускоряет ионы с отношением массового числа к зарядовому $1 \leq A/Z \leq 6$. В бустере комплекса NICA ускоряются ионы золота с зарядностью $+31$ до достижения энергии 578 МэВ/нуклон. И только при переводе в основной ускоритель «Нуклотрон» ионы золота обдираются до «голового» состояния ($+79$) на тонкой медной перезарядной мишени. Толщина вещества для полной обдирки иона от электронов весьма мала,

поэтому ионы становятся «голыми» ядрами практически сразу при взаимодействии с веществом.

С ростом энергии ускоренной частицы все большую роль в поглощении излучения начинают играть неупругие ядерные взаимодействия. Если, как указывалось ранее, сечение неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами можно с хорошей точностью аппроксимировать как $\sigma_{in} = 43 \cdot A^{0,69}$, то при высоких энергиях средняя длина пробега нуклонов до неупругого взаимодействия в веществе $\lambda_{in} = 1/\Sigma_{in} = A/N_A \cdot \sigma_{in} \cdot \rho = A^{0,31}/(43 \cdot 10^{-27} \cdot 6,022 \times 10^{23}) \approx 38,6 \cdot A^{0,31}$. Здесь Σ — макроскопическое сечение, ρ — плотность вещества защиты, N — число Авогадро. На рис. 6 показана зависимость λ_{in} и σ_{in} нуклонов от атомного веса вещества защиты. Важно, что значение λ_{in} фактически не зависит от энергии частицы в широком диапазоне значений энергии (для железа оно равно примерно 15 см), а для обычного бетона с $\rho = 2,4 \text{ г/см}^3$, являющегося смесью веществ, $\lambda_{in} \approx 42 \text{ см}$.

На рис. 6 приведено соотношение R и λ_{in} в железе. Как было показано ранее, неупругое сечение взаимодействия частиц с ядрами примерно пропорционально $\sim A^{2/3}$, поэтому длина свободного пробега между неупругими взаимодействиями λ_{in} медленно растет с ростом атомного веса ядра-снаряда. И когда средний ионизационный пробег R частицы становится большим, чем λ_{in} , именно неупругие взаимодействия начинают определять пробег частиц в веществе. На рис. 7 демонстрируется соотношение между ионизационным пробегом R протонов и их средней длиной пробега до неупругого взаимодействия λ_{in} на примере железа. Эти значения сравниваются в районе энергии протонов 400 МэВ, т. е. при

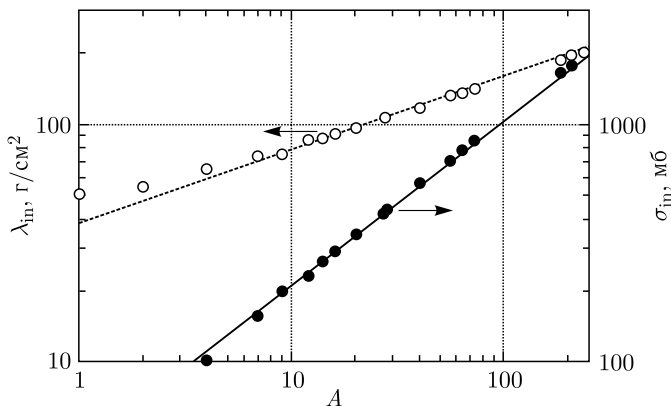


Рис. 6. Зависимость λ_{in} и σ_{in} нуклонов от атомного веса вещества защиты

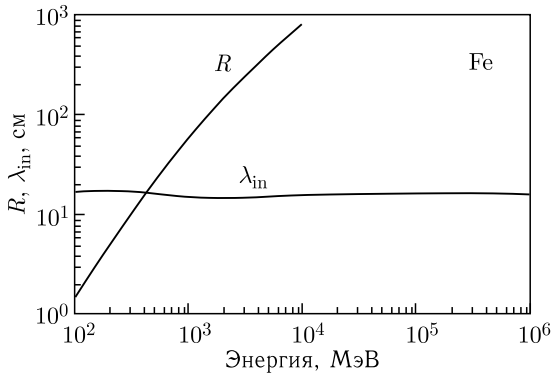


Рис. 7. Соотношение между λ_{in} и R для протонов в железе

энергиях протонов несколько гигаэлектронвольт, число протонов, полностью потерявших свою энергию в железе за счет потерь на ионизацию, становится пренебрежимо малым.

Подавляющее число реакций с тяжелыми ионами высоких энергий являются глубоконеупругими процессами. Первой стадией реакции является образование кварк-глюонной плазмы («файербола») в области пересечения ядер. Оставшаяся часть ядра-снаряда фрагментируется и продолжает движение с первоначальной энергией на нуклон. Оставшаяся часть ядра-мишени снимает возбуждение путем испускания частиц и квантов. При этом рождается большое число различных продуктов реакции.

Значения сечений неупругого рассеяния σ_{in} (в барнах) в общем случае столкновения ядер с энергией более 100 МэВ/нуклон можно аппроксимировать с учетом их неполного перекрытия:

$$\sigma_{in} = 6,88 \cdot 10^{-26} (A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - 1,32)^2,$$

где A_i и A_t — атомные веса ядра-снаряда и ядра-мишени соответственно. Число вторичных адронов, рождающихся в столкновении тяжелых ядер релятивистских энергий, может достигать нескольких сотен. Далее, изучение импульсных спектров вторичных частиц, образующихся при множественных процессах в $(A-A)$ -взаимодействиях, показало, что основная масса частиц рождается с поперечными импульсами, меньшими 1 ГэВ/с, как и в случае протон-ядерных взаимодействий. Пример углового распределения нейтронов с энергией > 20 МэВ из $^{12}\text{C} + ^{56}\text{Fe}$ -соударения при энергии ядер углерода 86 МэВ/нуклон показан на рис. 8 вверху, а угловое распределение нейтронов из $^{197}\text{Au} + ^{56}\text{Fe}$ -соударения при энергии ядер золота 4,5 ГэВ/нуклон — внизу.

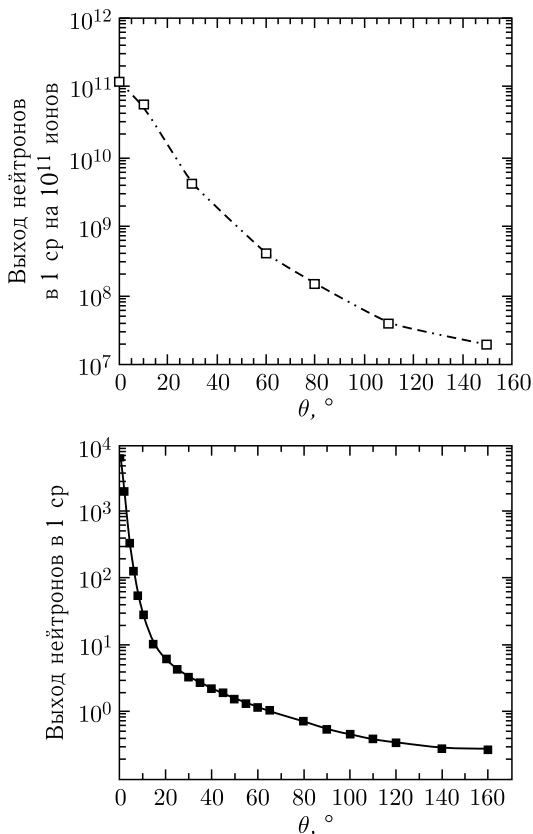


Рис. 8. Угловое распределение выхода нейтронов с энергией > 20 МэВ из ядра железа, бомбардируемого ядрами углерода с энергией 86 МэВ/нуклон (вверху) и ядрами золота с энергией 4,5 ГэВ/нуклон (внизу)

На тяжелоионных синхротронах в составе вторичного излучения присутствуют фрагменты ядер-снарядов и ядер-мишеней. Фрагменты ядер-снарядов представляют собой неперекрывающиеся с ядром-мишенью части ядер-снарядов, поэтому сохраняют после акта периферического соударения ядер направление первоначального движения и энергию на нуклон. Вероятность их образования зависит от прицельного параметра, т. е. наиболее вероятны фрагменты ядра-снаряда с зарядом, близким к заряду первичного ядра-снаряда. Это видно на примере зарядового распределения фрагментов ядра железа с энергией 1,05 ГэВ/нуклон, бомбардирующего ядро алюминия (рис. 9).

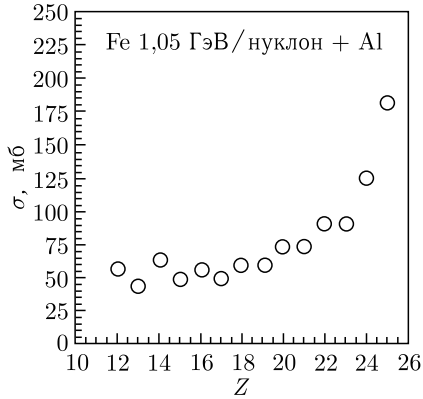


Рис. 9. Зарядовое распределение сечений образования фрагментов ядра-снаряда железа с энергией 1,05 ГэВ/нуклон при взаимодействии с ядром Al

Аппаратурный спектр потерь энергии ΔE ядра-снаряда Fe с энергией 1,05 ГэВ/нуклон и его фрагментов, образующихся после взаимодействия с углеродной мишенью, измеренный в тонком кремниевом детекторе, показан на рис. 10. Над пиками показана

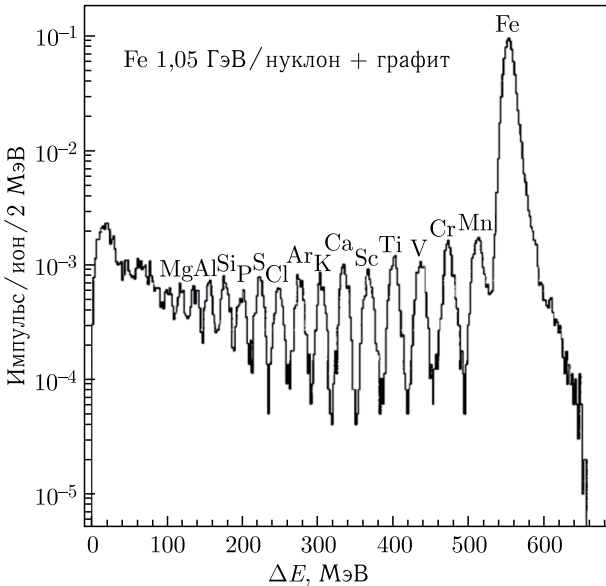


Рис. 10. Аппаратурный спектр потерь энергии в тонком детекторе ядра-снаряда Fe с энергией 1,05 ГэВ/нуклон и его фрагментов, образующихся после взаимодействия с углеродной мишенью

ны символы соответствующих ядер-фрагментов. Так как потери энергии ΔE ядер-фрагментов при одной и той же энергии 1,05 ГэВ/нуклон пропорциональны Z^2 фрагмента, то энерговыделение фрагментов в детекторе последовательно снижаются.

В области перекрытия налетающего тяжелого ядра высокой энергии и ядра-мишени образуется сгусток кварк-глюонной плазмы. При остывании плазма начинает переходить в большое количество вторичных адронов (так называемый процесс адронизации). Часть ядра-мишени вне области соударения находится после соударения в сильновозбужденном состоянии и также может распаться с испусканием адронов и фрагментов, но с малой энергией и в разных направлениях.

1.3. Формирование вторичного излучения из толстых мишеней

Тороидальная камера синхротрона или накопительного кольца коллайдера, внутри которой движутся частицы, проходит через элементы магнитной оптики, отклоняющие и корректирующие движение частиц, и ускоряющие системы. К элементам магнитной оптики относятся дипольные (поворотные) магниты, магнитные линзы, перехватчики гало пучка и корректирующие магниты. В настоящее время для уменьшения диаметра кольцевого ускорителя и снижения энергопотребления используются сверхпроводящие магниты, работающие при температуре кипящего гелия 4,5 К. Охлаждение двухступенчатое: все магниты помещены в криостат, охлаждаемый холодным газообразным азотом до температуры 80–100 К, и только потом сверхпроводящие обмотки магнитов охлаждаются кипящим гелием. Основу магнитов составляет железное ярмо, внутри которого находятся сверхпроводящие обмотки и тороидальная камера с пучком частиц. На рис. 11 показан криостат накопительных колец коллайдера NICA диаметром 80 см с двумя расположенными друг над другом вакуумными камерами встречных пучков ионов и дипольными магнитами, а также общей системой охлаждения гелием и азотом, а на рис. 12 — сечения магнитов.

Сверхпроводящих дипольных магнитов в бустере, «Нуклотроне» и коллайдере NICA соответственно 40, 96 и 80. Магнитных линз — 48, 48 и 96. Поэтому практически по всем периметрам вакуумные камеры бустера, «Нуклотрона» и коллайдера окружены железом толщиной до 20 см. Таким образом, вторичное излучение из стенок вакуумных камер не попадает сразу на внутреннюю

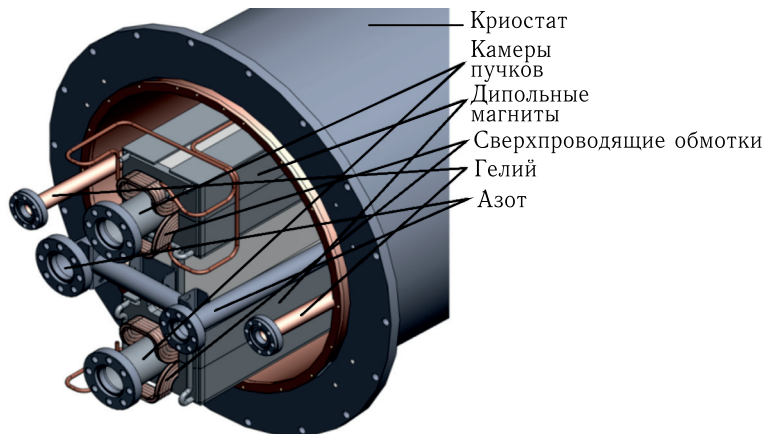


Рис. 11. Криостат коллайдера NICA с элементами двух колец, расположенными друг над другом

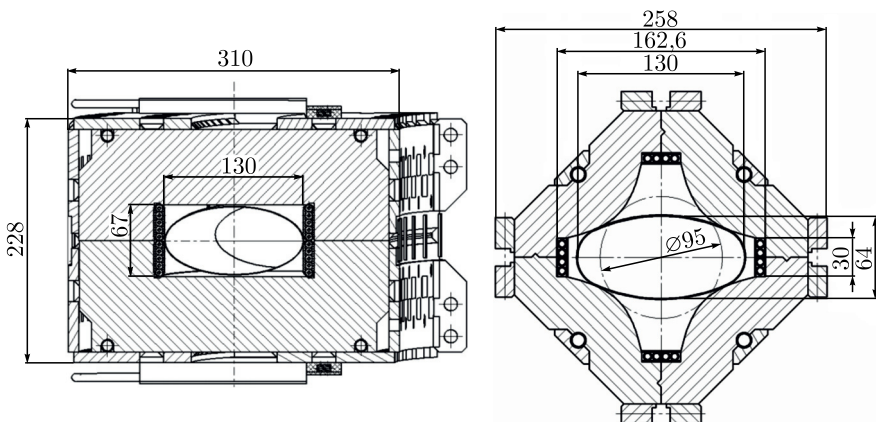


Рис. 12. Сечения дипольного магнита и квадрупольной магнитной линзы. Заштрихованные области — железное ядро магнитов. Длина изогнутого диполя — 2200 мм, линзы — 470 мм

поверхность боковой бетонной защиты, а фактически взаимодействует с толстой железной мишенью, размеры которой достаточны для того, чтобы в ней успел развиваться межъядерный каскад вторичных частиц. На эту мишень излучение из стенок камер также падает под сравнительно малыми углами, сохраняя лидирующее направление.

Наиболее важным компонентом вторичного излучения из толстой железной мишени (элементов магнитной оптики ускорителей) являются нейтроны высоких энергий, обладающие наибольшей проникающей способностью.

Адронные каскады (адронные ливни) — это поток вторичных частиц (как адронов, так и лептонов), возникающий при взаимодействии попавшего в вещество адрона высокой энергии с ядрами окружающей среды. В результате взаимодействия происходит множественное выбивание нуклонов (протонов и нейтронов) или кластеров нуклонов (дейтронов, альфа-частиц и др.) из ядра-мишени. При этом часть энергии тратится на энергию связи новых нуклонов (~ 8 МэВ/нуклон). Кроме того, рождаются заряженные и нейтральные π -, K - и η -мезоны, если энергия выше порога их образования. Вследствие этого энергия начальной частицы расходуется в защите как на образование новых частиц (преимущественно в направлении движения начальной частицы), так и на их кинетическую энергию. Ионизационные потери энергии заряженными частицами в этом случае много меньше потерь их энергии в столкновениях с ядрами среды, поэтому вторичные каскадные протоны и нейтроны высокой энергии ведут себя в защите одинаково.

Заряженные пионы распадаются на мюоны и мюонные (анти)нейтрино; мюоны распадаются на электроны или позитроны и электронное (анти)нейтрино. Примерно $1/3$ от полного числа рожденных пионов составляют нейтральные, распадающиеся с испусканием фотонов недалеко от точки рождения. Те, в свою очередь, сравнительно быстро конвертируются в электрон-позитронную пару, давая начало электронно-фотонному ливню. Таким образом, в результате взаимодействия наряду с адронной развивается и электромагнитная компонента (смешанный ливень).

Доля энергии, уносимая дочерними частицами, достигает в среднем в нуклон-нуклонных взаимодействиях 50%, причем 25–30% от этого значения составляет энергия нейтральных пионов. Остальную энергию ($\sim 50\%$) сохраняют частицы той же природы, что и первичная, или близкие к ней по кварковому составу (например нуклоны). Такие высокоэнергетичные нуклоны называются лидирующими. В каждом акте неупругого ядерного взаимодействия лидирующего высокоэнергетичного нуклона рождается множество вторичных частиц. Энергия многих этих частиц такова, что они, в свою очередь, могут формировать в последующих ядерных взаимодействиях частицы третьего и т. д. поколений. Это приводит к тому, что при достаточно высоких энергиях начальных частиц в толщине вещества лавинообразно нарастает число вторичных частиц, рожденных в процессе неупругих взаимодействий, т. е. развивается межъядерный каскад. С ростом толщины вещества средняя энергия вторичных частиц

снижается за счет перераспределения энергии между все более увеличивающимся их числом, а также из-за передачи части энергии веществу. При энергиях адронов менее ~ 1 ГэВ средняя множественность рождения новых частиц становится меньше единицы, а при энергиях меньше $\sim 0,6$ ГэВ процессы упругого взаимодействия адронов с ядрами вещества начинают превалировать над неупругими взаимодействиями. В силу этих процессов число вторичных частиц сначала растет с глубиной вещества, а затем начинает снижаться. Пример развития продольного каскада по толщине железного поглотителя, облучаемого протонами с энергией 1, 3, 50–55 ГэВ, показан на рис. 13.

С ростом энергии начальной частицы максимум ливня сдвигается на большую глубину, и его ослабление затем происходит медленнее. В силу своей природы в отличие от электромагнитного каскада адронный ливень более широкий и проникает гораздо глубже в толщу вещества. Если толщина мишени сравнительно невелика, то она выступает в роли размножителя вторичных частиц, хотя и с меньшими энергиями. Угловое распределение вторичных частиц с ростом толщины вещества также теряет связь с направлением движения начальной частицы.

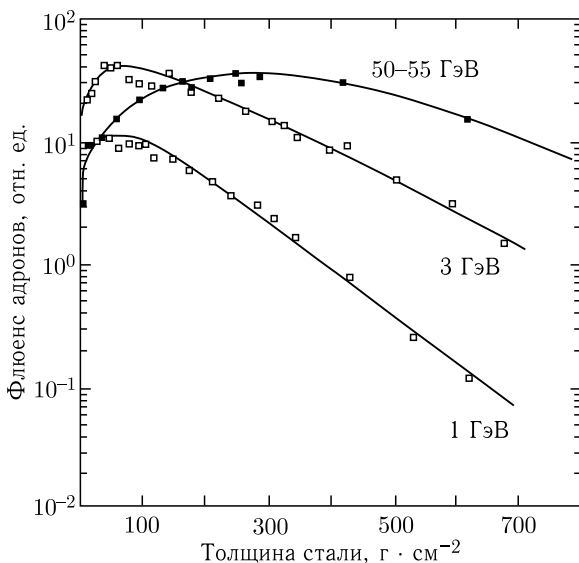


Рис. 13. Продольное развитие каскада в железном поглотителе, облучаемом протонами с энергией 1, 3, 50–55 ГэВ

Как уже указывалось, наиболее важными компонентами излучения из толстых мишеней, бомбардирующими внутреннюю поверхность бетонной защиты, являются нейтроны. Для изучения вопроса о формировании нейтронных компонентов излучения из толстых мишеней был выполнен расчет выходов нейтронов разных энергий под разными углами из железной мишени $10 \times 10 \times 20$ см, облучаемой протонами и ионами с одной и той же энергией 4,5 ГэВ/нуклон, но с разной массой. На рис. 14 показаны результаты расчета. Числа в скобках — значения выхода нейтронов из мишени, облучаемой протонами, которые необходимы для получения абсолютного значения выхода нейтронов от ионов.

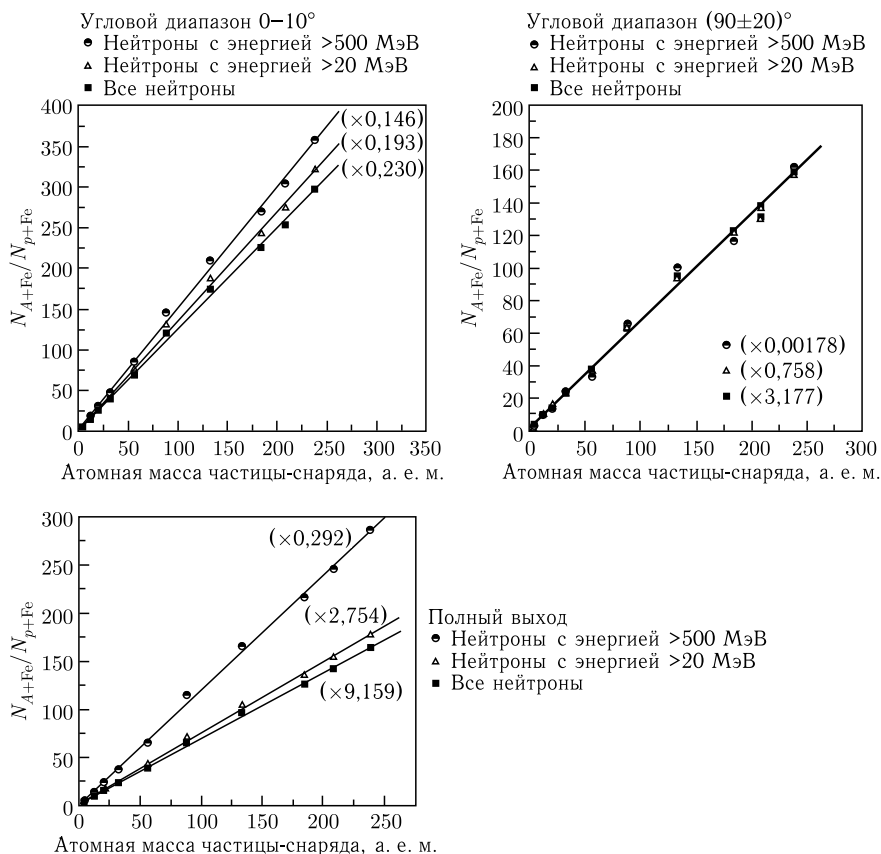


Рис. 14. Относительные выходы нейтронов в разные угловые интервалы из толстой железной мишени, облучаемой тяжелыми ионами с энергией 4,5 ГэВ/нуклон

Видно, что с ростом атомной массы ионов выходы нейтронов увеличиваются, причем быстрее всего увеличивается число высокоэнергетичных нейтронов. Так, в направлении прямо вперед ($0 \pm 10^\circ$) нейтроны очень высокой энергии более 500 МэВ составляют 75% от всех нейтронов. Полный же выход всех нейтронов при облучении железной мишени ядрами урана составил ~ 1500 нейтронов/ядро.

Форма энергетических распределений (спектров) нейтронов, рождаемых в ядро-ядерном взаимодействии и при взаимодействии тяжелых ядер с толстой мишенью, сильно различается. Межъядерный каскад в мишени не только увеличивает число генерируемых частиц, но и снижает их среднюю энергию. Этот факт демонстрируется расчетными спектрами на рис. 15, полученными для ядра-снаряда урана с энергией 4,5 ГэВ/нуклон.

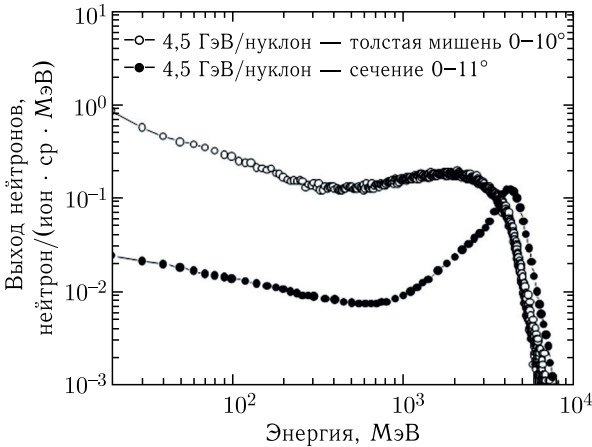


Рис. 15. Сравнение спектров нейтронов в направлении прямо вперед из ядра и толстой железной мишени при облучении ядром урана с энергией 4,5 ГэВ/нуклон

Электромагнитные каскады (электронно-фотонные ливни) инициируются в веществе легкими частицами или гамма-квантами высоких энергий, когда процессы тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар доминируют над остальными. Если электрон высокой энергии попадает в вещество, то происходит испускание фотона тормозного излучения, который далее способен родить электрон-позитронную пару. Компоненты пары вновь испускают тормозные фотоны и т. д. Процесс «размножения» частиц нарастает лавинообразно

до тех пор, пока энергия рождающихся частиц не упадет до критической энергии электронов, когда они преимущественно будут испытывать ионизационные потери. Число частиц в электромагнитных каскадах на глубине x , выраженной в радиационных единицах длины, в начале ливня растет как $N(x) = 2^x$, а энергия, уносимая каждой частицей, уменьшается как $E(x) = E_0/2^x$ (E_0 — энергия частицы, инициировавшей ливень). Максимальное число частиц в каскаде образуется при $x_{\max} = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$, полное число частиц будет $\sim 2E_0/E_c$, а полная длина электромагнитного каскада $\sim E_0 X_0/E_c$ (расстояние, на котором энергия электрона уменьшается из-за радиационных потерь в e раз, называется радиационной длиной X_0). Хорошая аппроксимация для X_0 при средних Z :

$$X_0 = \frac{716,4A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2},$$

где Z — заряд частицы в единицах заряда позитрона. Для железа $X_0 = 1,78$ см. Развитие электронно-фотонного ливня в веществе демонстрируется на рис. 16.

Электромагнитные ливни могут образовывать и более тяжелые заряженные частицы, например мюоны, которые при энергии выше

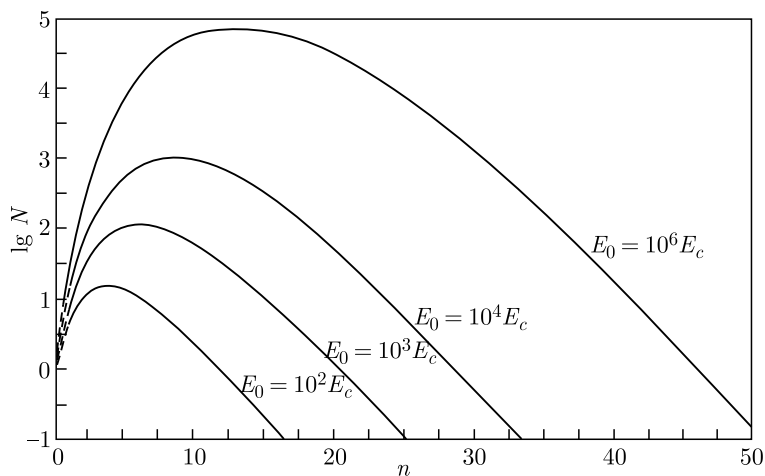


Рис. 16. Полное число частиц N в ливне, порождаемом электронами с энергией E_0 , как функция глубины вещества n , выраженной в единицах радиационной длины. E_c — критическая энергия вещества, т. е. энергия, при которой потери на ионизацию и на излучение становятся сравнимыми (для Fe $E_c \approx 23$ МэВ)

критической рождают тормозные фотоны, которые далее образуют электрон-позитронные пары. Однако, как обсуждалось выше, с увеличением массы сечение тормозного излучения падает, а значит, образование электромагнитных каскадов ядрами становится крайне маловероятным. Отметим пространственные особенности в развитии электромагнитных лавин. Во-первых, из-за многократного кулоновского рассеяния электронов и комптон-эффекта фотонов каскады развиваются как в продольном, так и в поперечном направлении, однако поперечный размер ливня много меньше продольного. Во-вторых, электромагнитные ливни развиваются быстро и на небольшой глубине, обычно поглощаясь в слое вещества толщиной несколько десятков сантиметров.

Глава 2

ФОРМИРОВАНИЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА БОКОВОЙ ЗАЩИТОЙ УСКОРИТЕЛЕЙ

Из предыдущего изложения ясно, что механизм формирования поля рассеянного излучения из биологической защиты ускорителя сложный и многоступенчатый. В нем участвуют множество частиц разного типа (стабильных и нестабильных) широчайшего спектра энергий и гамма-кванты. Процессы взаимодействия частиц с веществом и диссипации их начальной энергии зависят как от их типа, так и от их энергии. При высоких энергиях частиц имеют место множественные процессы, которые приводят к увеличению числа вторичных частиц. При более низких энергиях начинают превалировать процессы, связанные с упругим рассеянием и ионизационными потерями заряженных частиц.

Схематически геометрия формирования поля рассеянного излучения за боковой защитой синхротрона (или линейного ускорителя) показана на рис. 17.

Поскольку потери первичных частиц пучка в процессе ускорения происходят при разных энергиях частиц пучка и в различных местах периметра кольца ускорителя, то в совокупности изнутри на защиту в каждой ее точке падает вторичное излучение сложно-спектрального состава (рис. 18) под разными углами.

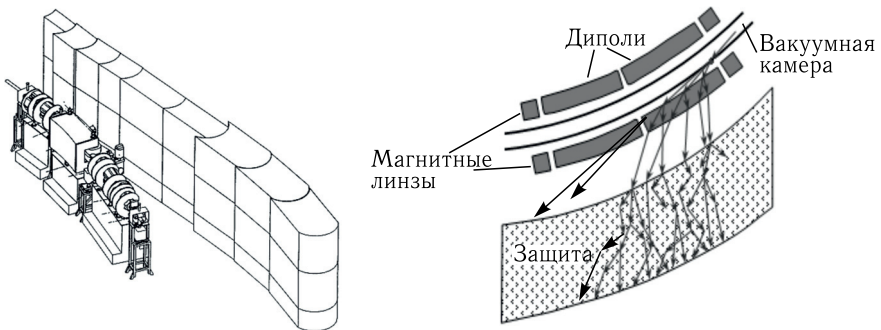


Рис. 17. Геометрия формирования поля излучения за боковыми защитами ускорителей

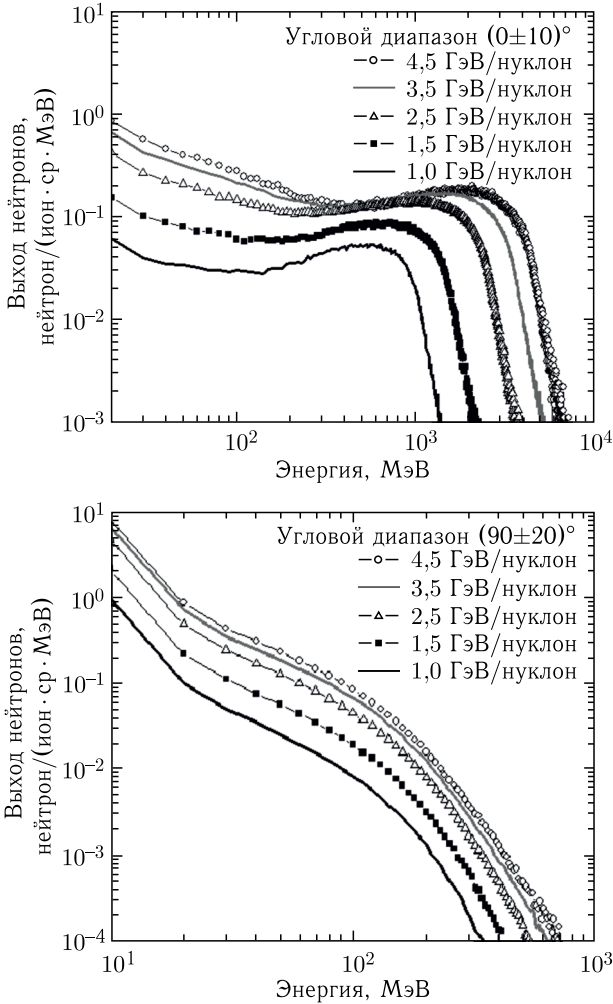


Рис. 18. Зависимость выходов нейтронов с энергией более 20 МэВ из толстой железной мишени в направлении прямо вперед $(0 \pm 10)^\circ$ и вбок $(90 \pm 20)^\circ$ от энергии ядер урана

2.1. Развитие межъядерного каскада в защите

При падении на защиту адронов высокой энергии в материале защиты развивается межъядерный каскад, характеризующийся сначала накоплением вторичных адронов за счет множественных процессов, а затем уменьшением их количества за счет снижения

множественности и диссипации их энергии. Из толстой защиты выходят преимущественно нейтроны широкого спектра энергий, небольшое количество протонов и заряженных π -мезонов, а также гамма-кванты. Хотя сечения рассеяния протонов и нейтронов в направлении прямо вперед в веществе защиты при высоких энергиях фактически одинаковы, из-за отсутствия ионизационных потерь энергии нейтроны в большей степени сохраняют свою энергию и поэтому по мере снижения энергии каскадных частиц становятся основным и наиболее проникающим компонентом межъядерного каскада. Поскольку толщина защиты, как правило, велика и превышает ионизационный пробег в ней даже высокоэнергетичных протонов и π -мезонов, то выходящие из нее заряженные частицы, как и гамма-кванты, рождены нейтронами высокой энергии в последних слоях защиты.

На рис. 19 показаны зависимости флюенса нейтронов (всех энергий) внутри бетонной защиты как функция глубины развития в ней продольного каскада. На защиту под нормалью падает вторичное излучение из толстой железной мишени, испускаемое из нее под углами $0-10^\circ$, $40-50^\circ$ и $80-90^\circ$ (кривые *a*, *b*, *c* соответ-

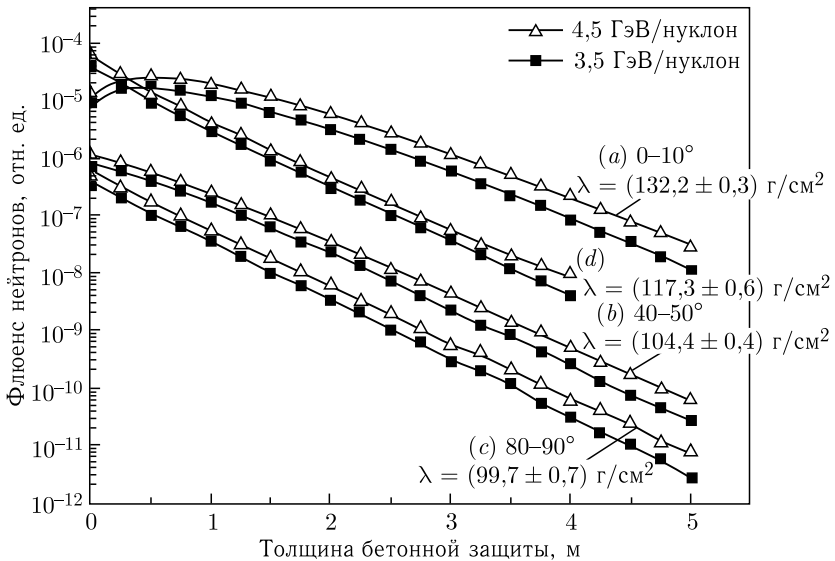


Рис. 19. Ослабление флюенса каскадных нейтронов по глубине бетонной защиты, облучаемой вторичным излучением, эмитируемым под углами $0-10^\circ$, $40-50^\circ$ и $80-90^\circ$ из толстой железной мишени, бомбардируемой ядрами урана с энергиями 4,5 и 3,5 ГэВ/нуклон

ственно) при облучении первичными ядрами ^{238}U с энергиями 4,5 и 3,5 ГэВ/нуклон.

Видно, что эффект накопления (build-up effect) флюенса вторичных адронов наблюдается только для наиболее «жесткого» излучения, испущенного из мишени под углом $0-10^\circ$ (максимум на глубине $\sim 0,5$ м). На больших глубинах (более 1–2 м) процесс ослабления флюенса становится равновесным, флюенс каскадных адронов экспоненциально снижается, а компонентный состав излучения становится примерно постоянным. Экспоненциальный характер ослабления излучения в защите связан с фактом постоянства неупругого сечения частиц в широкой области значений энергии. Для «мягких» спектров падающего на защиту излучения накопления вторичных адронов в глубине защиты не наблюдается. На рис. 19 для каждого угла указаны значения коэффициентов ослабления (в e раз) флюенса нейтронов. Дополнительно показаны зависимости ослабления флюенса каскадных нейтронов в реальной ситуации (d), когда на каждый участок внутренней поверхности защиты излучение падает под разными углами. В этом случае накопления адронов в глубине защиты тоже не наблюдается.

Очень важным для физики защиты высокоэнергетичных ускорителей является тот факт, что по мере роста энергии падающего на защиту излучения коэффициенты ослабления флюенса становятся примерно равными для нейтронов и протонов и стремятся к константе. Это связано с равенством сечений неупругого взаимодействия протонов и нейтронов (как основных участников межъядерного каскада) с ядрами вещества защиты и их выходом на константу при энергиях более ~ 150 МэВ.

По мере увеличения толщины защиты коэффициент ослабления флюенса адронов (главным образом нейтронов на больших глубинах) стремится к константе (его тоже принято обозначать символом λ). Исследования показали, что предельное значение коэффициента ослабления флюенса (константа) в обычном бетоне $\lambda \approx (1,3 \pm 0,1)\lambda_{\text{in}}$. На рис. 20 показан результат аппроксимации λ при различных энергиях нуклонов разными авторами.

В целом λ не очень сильно зависит от энергии падающих на защиту первичных адронов в диапазоне > 1 ГэВ, но довольно чувствительна к нижнему порогу по энергии регистрируемых в эксперименте каскадных адронов (нейтронов). При энергиях первичных адронов меньше 1 ГэВ значение λ снижается с энергией первичного излучения. На рис. 21 показаны спектры нейтронов под разными углами из железной мишени, облучаемой протонами с энергией 400 МэВ (толщина мишени чуть больше ионизационного

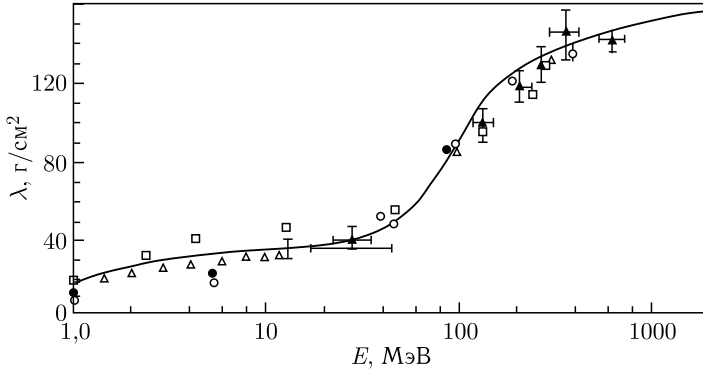


Рис. 20. Аппроксимация результатов экспериментов по измерению λ в обычном бетоне при различных энергиях нуклонов

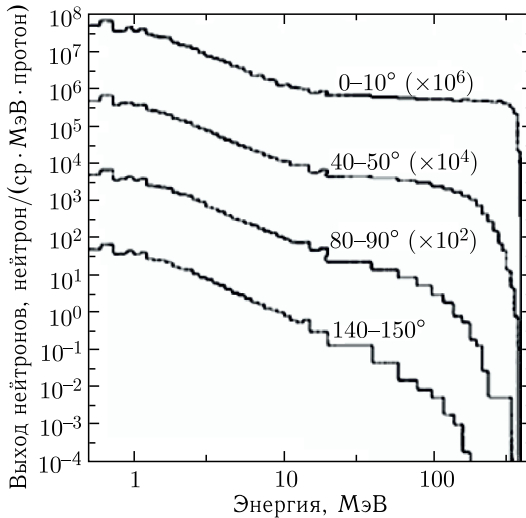


Рис. 21. Спектры нейтронов из толстой Fe-мишени, облучаемой протонами с энергией 400 МэВ

пробега протонов), а на рис.22 — зависимость λ нейтронов в бетонной защите от угла вылета вторичного излучения из этой мишени.

При толщинах защиты, больших нескольких длин свободных пробегов адронов до взаимодействия, проявляется квазиравновесное состояние развития межъядерного каскада, когда характер изменения потоков быстрых нейтронов в защите определяется характером изменения потока нейтронов высокой энергии. Следствием

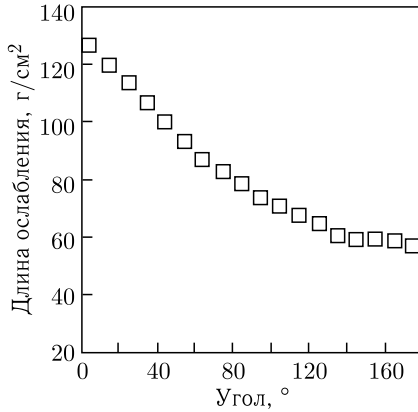


Рис. 22. Длина ослабления флюенса нейтронов в бетоне в зависимости от угла их эмиссии из толстой Fe-мишени

этого является слабая зависимость спектральных распределений нейтронов утечки высокой энергии из массивной защиты от ее толщины и энергии падающих на защиту частиц. Поэтому форма спектров нейтронов за массивными сплошными защитами имеет близкий вид для разных ускорителей с сильно различающимися энергиями.

Было установлено, что за сплошной защитой ускорителей имеет место определенное накопление каскадных нейтронов высокой энергии (в диапазоне от нескольких десятков до 100–200 МэВ), а также то, что подавляющая часть потоков нейтронов за реальными защитами заключена в интервале энергий до ~ 500 МэВ даже для высокоэнергетичных ускорителей (в первую очередь это касается боковых защит). Накопление каскадных нейтронов в спектрах за толстыми защитами, возможно, связано с наличием локального минимума в сечении неупругого взаимодействия нейтронов с веществом. Еще одним следствием равновесных процессов является постоянство соотношения различных компонентов каскада в глубине защиты.

2.2. Характеристики смешанного рассеянного поля излучения за защитой

За защитой ускорителей на высокие энергии обнаруживается сложный компонентный состав излучения утечки: нейтроны, протоны, π^\pm -мезоны, K^\pm -мезоны, μ^\pm -мезоны, электроны, позитроны и гамма-кванты. Энергетический спектр частиц утечки формально

может простирается от энергий, близких к энергии первичных адронов, падающих на защиту, до тепловой энергии (нейтроны). Однако из-за малой величины поперечного импульса вторичных частиц и его слабой зависимости от энергии первичной частицы за боковой защитой высокоэнергетичных ускорителей энергия нейтронов утечки из защиты реально не превышает значения ~ 500 МэВ.

Но не все частицы утечки из защиты равноценны по вкладу во флюенс или эффективную дозу излучения за защитой. На рис. 23 показан сравнительный вклад различных частиц в спектральный состав излучения за стальной защитой.

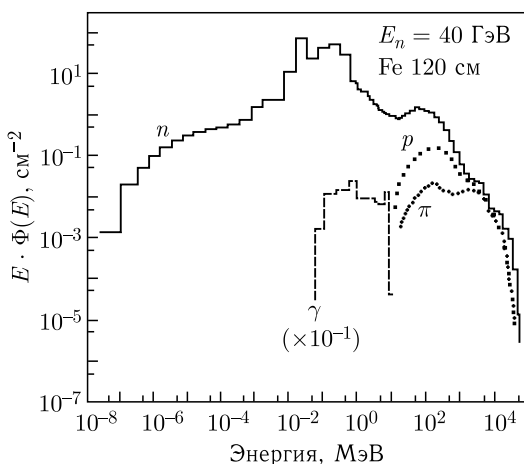


Рис. 23. Энергетические распределения нейтронов, протонов, π^\pm -мезонов и гамма-квантов на глубине 120 см в стальной пластине, облучаемой нейтронами с энергией 40 ГэВ в пределах телесного угла 2π ср

Вклад нейтронов высокой энергии (> 20 МэВ) в полный флюенс адронов за защитой может достигать 20–25 %, протонов — 4–6 %, π^\pm -мезонов — не более 1 %. Поле излучения за защитой носит рассеянный характер без выделенного в пространстве направления в пределах 2π ср, поскольку из различных частей защиты частицы утечки вылетают во всех направлениях. Угловое распределение выходящих из защиты частиц близко к косинусоидальному и зависит от их энергии. На фазотроне ОИЯИ был поставлен эксперимент по исследованию угловой зависимости выхода протонов утечки в трех точках за бетонной защитой толщиной 2 м, облучаемой под углом 30° пучком протонов с энергией 640 МэВ. Геометрия эксперимента показана на рис. 24, а нормированное про-

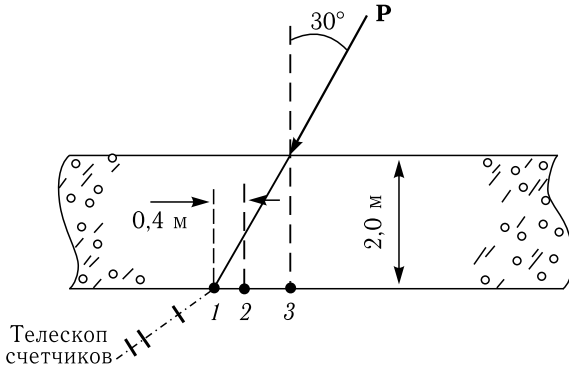


Рис. 24. Геометрия эксперимента по физике защиты на фазотроне

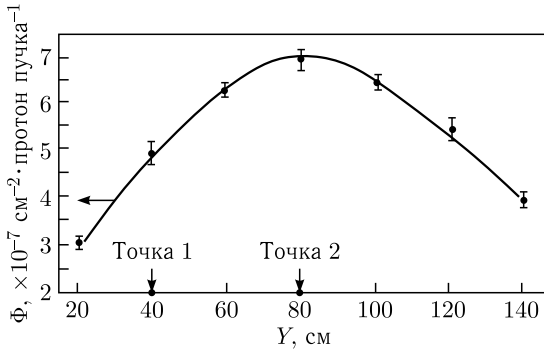


Рис. 25. Пространственное распределение флюенса адронов с энергией более 20 МэВ за двухметровой бетонной защитой

пространственное распределение флюенса адронов с энергией более 20 МэВ за защитой — на рис. 25. В эксперименте измерялись с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков выходы протонов с энергией > 43 МэВ под разными углами (полярными и азимутальными) к защите. В этих же точках были измерены спектры протонов под некоторыми углами с помощью dE/dx -спектрометра протонов.

На рис. 26 представлены диаграммы направленности $\Phi(\bar{r}_0, \bar{\Omega}_T)$ в зависимости от θ и φ в трех точках за защитой. Значения углов $\varphi_{\max 1}$, $\varphi_{\max 2}$, $\varphi_{\max 3}$, в которых функция $\Phi(90^\circ, \varphi)$ достигает максимумов, определяют $\bar{\Omega}_{\max}$, продолжения которых сходятся в некотором малом объеме внутри защиты. Этот факт свидетельствует о существовании в защите «эффективного» источника нейтронов, формирующего в последних слоях защиты заряженный компонент

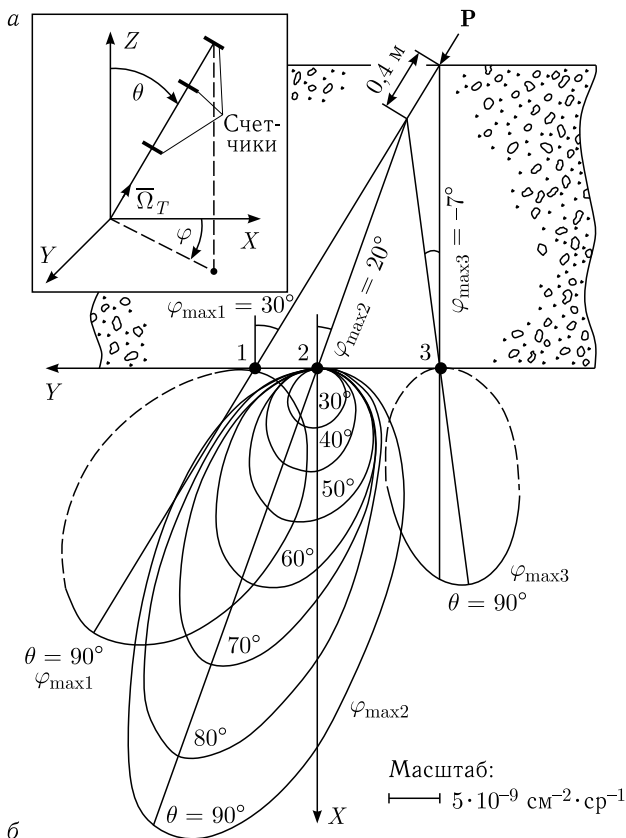


Рис. 26. Система координат, использованная при измерениях угловых распределений заряженных частиц (а), и диаграммы направленности $\Phi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}_T)$ (б) за двухметровой бетонной защитой фазотрона, облучаемой пучком протонов с энергией 640 МэВ

поля. Данный источник расположен на глубине ~ 40 см по пучку протонов, т.е. примерно соответствует длине пробега протонов в бетоне до неупругого взаимодействия. Для сравнения длина ионизационного пробега протонов пучка в бетоне ~ 86 см и их средняя энергия на глубине 40 см составляет ~ 450 МэВ. Этот результат подтверждает представления о том, что даже в случае протонного источника высокой энергии и относительно малой толщины защиты формирование поля за ней практически полностью определяется транспортом высокоэнергетичных нейтронов, генерируемых преимущественно в первых же ядерных взаимодействиях протонов пучка с защитой.

Заряженные частицы, вылетающие из защиты, образуются от нейтронов в ее относительно тонком последнем слое, поэтому между заряженным и нейтронным компонентами поля существует динамическое равновесие. Протоны, вылетающие вперед в направлении, близком к $\bar{\Omega}_{\max}$, имеют наибольшую энергию. Аналогичное угловое распределение, направленное преимущественно по пучку, имеют и нейтроны высокой энергии. Нейтроны же низкой энергии вылетают из защиты симметрично относительно нормали к ней.

Интересным фактом является то, что с ростом толщины защиты и снижением энергии частиц утечки они «забывают» направление первичного адронного излучения и стремятся к тому, чтобы нормализоваться относительно плоскости защиты, т. е. защита как бы «выпрямляет» падающее на нее под углом излучение.

2.3. Эффективная доза персонала за защитой ускорителей

Для расчета эффективной дозы человека, облучаемого тем или иным видом ионизирующего излучения, необходимо знать энергетический спектр этого излучения. На рис. 27 показаны энергетические зависимости коэффициентов конверсии флюенс – эффективная доза

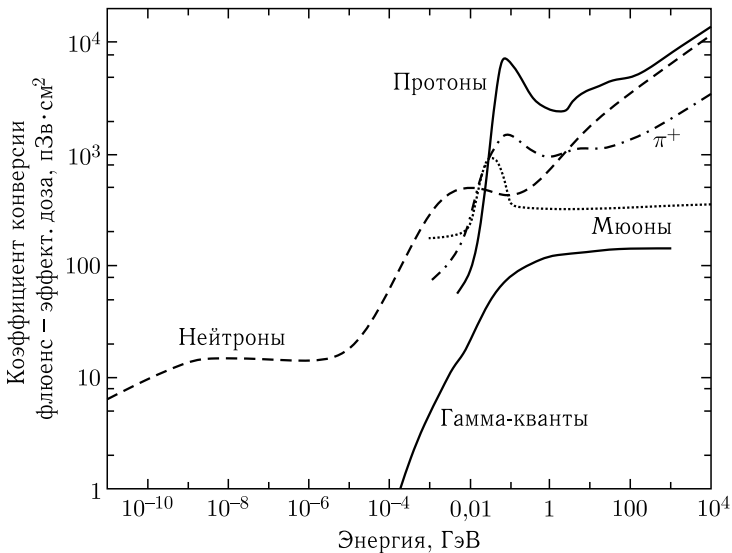


Рис. 27. Энергетические зависимости коэффициентов конверсии флюенс – эффективная доза для разных видов ионизирующего излучения при ISO-геометрии облучения всего тела

ная доза для нейтронов, протонов, π - и μ -мезонов и гамма-квантов для условий передне-заднего (AP) облучения человека. Из-за различной ориентации органов человеческого тела, радиочувствительность которых учитывается при определении эффективной дозы, ее значение для всего тела зависит от геометрии облучения. Поэтому коэффициенты конверсии флюенс – эффективная доза рассчитаны для передне-заднего (AP), задне-переднего (PA), бокового (LAT), вращательного (ROT) и изотропного (ISO) облучений тела. Для персонала, работающего за защитой ускорителей, характерны виды облучения AP, PA и ROT, а вот для человека, облучаемого многократно рассеянным в окружающей среде излучением («skyshine» radiation), типично ISO-облучение. Значения коэффициентов конверсии для разных геометрий облучения тела заметно различаются. На рис. 28 показаны энергетические зависимости эффективных доз для нейтронов при различных геометриях облучения тела человека.

На рисунке демонстрируется, что AP-коэффициенты преобладают в широком диапазоне значений энергии нейтронов, а при энергиях выше ~ 100 МэВ наиболее опасным становится ISO-облучение.

Из рис. 27 видно, что, несмотря на отсутствие заряда, коэффициент конверсии для нейтронов высокой энергии становится близок к коэффициенту конверсии протонов, поскольку доза в

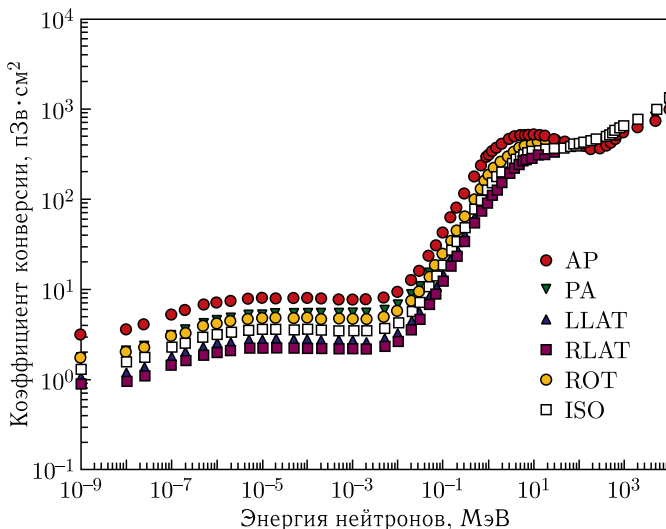


Рис. 28. Различия в коэффициентах конверсии нейтронов для разных геометрий облучения тела человека

теле формируется в этом случае главным образом вторичными частицами от взаимодействия нейтронов и протонов с биологической тканью, а их состав становится фактически одинаковым при высоких энергиях. Максимумы коэффициентов у заряженных частиц в области ~ 100 МэВ обусловлены тем, что пробеги частиц с большей энергией начинают превышать размеры человеческого тела.

Поскольку эффективная доза не является измеряемой величиной и применяется как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения человека только в целях нормирования облучения, в практике радиационного контроля на ускорителях применяется другая величина, так называемая AMBIENTная доза, приближенная к эффективной дозе и однозначно определяемая через физические характеристики поля излучения в месте облучения человека (т. е. измеряемая). Степень приближения AMBIENTной дозы к эффективной нельзя, однако, считать вполне удовлетворительной. Отношение эффективной дозы к AMBIENTной в зависимости от энергии нейтронов показано на рис. 29.

Соотношение эффективной дозы нейтронов и AMBIENTной сложное. В каких-то диапазонах значений энергии AMBIENTная доза переоценивает эффективную дозу, а при энергиях нейтронов более 50 МэВ — недооценивает, что является негативным фактором для

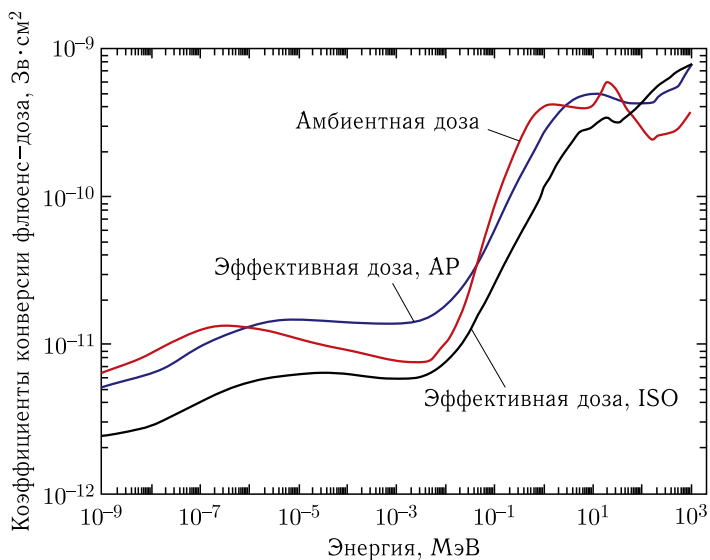


Рис. 29. Сравнение AP и ISO эффективных доз нейтронов с AMBIENTной дозой

высокоэнергетичных ускорителей, так как радиационная опасность нейтронов возрастает с увеличением их энергии.

В старых публикациях, особенно при описании упрощенных инженерных подходов к оценке дозы за защитами, часто можно встретить использование коэффициента ослабления дозы в защите наряду с коэффициентом ослабления флюенса каскадных частиц. При этом имеется в виду эквивалентная доза излучения на все тело как на критический орган. В СССР при контроле радиационной обстановки долгое время использовали понятие максимальной эквивалентной дозы (МЭД), значение которой регламентировалось нормами радиационной безопасности. Это наибольшее значение суммарной эквивалентной дозы (супремум) в критическом органе (теле) от всех источников внешнего и внутреннего облучения. При АР-облучении человека быстрыми нейтронами максимум эквивалентной дозы достигался внутри человеческого тела. Переход в РФ на идеологию эффективной дозы произошел только с началом XXI в., что надо иметь в виду при использовании числовых данных старых работ. В тот же период основным методическим подходом для оценки дозы за боковой защитой высокоэнергетичных ускорителей являлась феноменологическая модель Мойера, разработанная им в 1970-х гг. и основанная на ряде базовых упрощений.

Для оценки радиационной обстановки за защитой упрощенным методом надо, во-первых, определить источник нейтронного излучения, падающего на защиту изнутри (source term), т. е. угловую зависимость амбиентной дозы высокоэнергетичных нейтронов из источника $H_0(E_p, \theta)$ от энергии первичных ядер-снарядов E_p . В описанном выше случае боковой защиты кольца синхротрона с учетом наличия элементов магнитной оптики вокруг вакуумной камеры $H_0(E_p, \theta)$ есть амбиентная доза нейтронов из элемента железного ядра магнита (инициированная падением протонов или ионов с энергией E_p , выбывших из процесса ускорения, на внутреннюю поверхность вакуумной камеры), направленных под углом θ на точку A за защитой, в которой определяется доза. Во-вторых, надо знать расстояние r от этой точки за защитой до элемента железного ядра магнита, толщину защиты d и значение коэффициента ослабления флюенса нейтронов за защитой λ . Схема такого расчета показана на рис. 30.

В этом случае оценочное значение амбиентной дозы в точке A можно определить как

$$H(E_p, \theta) = \frac{k \cdot H_0(E_p, \theta)}{r^2} \exp\left(-\frac{d}{\lambda \cdot \sin \theta}\right).$$

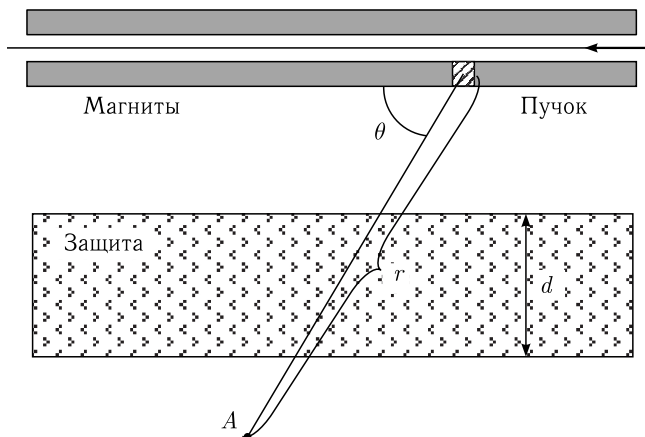


Рис. 30. Схема упрощенного расчета дозы за боковой защитой

Полная доза в точке A получается интегрированием данного выражения по всем элементам железного ярма магнитов вдоль тракта пучка.

В модели Мойера основными допущениями являются следующие:

1) рассматриваются только нейтроны высокой энергии как лидирующие и дозообразующие частицы;

2) λ не зависит от энергии нейтронов выше некоторого порога (150 МэВ), после которого σ_{in} можно считать константой (для обычного бетона рекомендуется $\lambda = 117$ г/см²);

3) угловой выход нейтронов из источника (элемента ярма магнита) аппроксимируется вне зависимости от энергии частиц пучка и мишени простой формулой $f(\theta) = f_0 \exp(-\beta\theta)$, где $\beta \approx (2,3 \pm 0,3)$ рад⁻¹;

4) для боковой защиты имеет место почти линейная зависимость $H_0(E)$ от энергии потерянных частиц пучка $H_0(E) = m \cdot E^n$, где m — коэффициент, зависящий от мишени, а $n \approx 0,9 \pm 0,1$ при условии постоянства λ ;

5) игнорируется энергетическая зависимость амбиентной дозы нейтронов. Из соображения консервативности берется коэффициент конверсии флюенса нейтронов в амбиентную дозу при энергии нейтронов 150 МэВ.

Такой подход обеспечивает грубую, но быструю оценку толщины необходимой защиты. Однако следует помнить, что моделью следует пользоваться с осторожностью при малых углах между направлением потока нейтронов и плоскостью защиты. Существует

также решение на основе модели Мойера для случая протяженного (бесконечного) источника, т.е. равномерных погонных потерь частиц пучка в камере, с помощью специального интеграла Мойера.

В последние десятилетия в связи с ростом производительности персональных компьютеров инженерные методы в физике защиты практически перестали применяться. Современные расчеты выполняются с помощью универсальных программ транспорта излучений в веществе на основе метода Монте-Карло, которым посвящена гл. 4. В целом отмечается, что грубые оценки методом Мойера дают, как правило, сильно завышенные (консервативные) значения дозы за защитой.

На синхротронах, ускоряющих тяжелые ядра до высоких энергий, в составе излучений, падающих изнутри на бетонную защиту, тяжелых ядер уже практически нет, а компонентный состав вторичного излучения представлен, как и на протонных синхротронах, адронами широкого энергетического спектра. Поэтому механизм межъядерного каскада в защите тяжелоионных ускорителей тот же, что и в защите протонных ускорителей, и к ним применимы те же методы расчета защит и прогнозирования радиационной обстановки.

2.4. Ловушки пучков. Мюоны

Геометрия боковой защиты существует также на линейных ускорителях и на каналах транспорта выведенных из ускорителя пучков частиц на экспериментальные установки. Основной деталью экспериментальных установок является, как правило, мишень (толстая или тонкая), с которой взаимодействует пучок ускоренных частиц. За мишенью следует ловушка для утилизации узкого малорассеянного пучка в случае тонкой мишени или ловушка конуса лидирующих адронов высокой энергии из толстой мишени. Тонкая мишень (внутренняя или внешняя), мало влияющая на характеристики пучка, может располагаться и внутри канала транспорта ускоренных частиц, образуя точечный источник вторичного излучения за боковой защитой. В этом случае за защитой формируется максимум в распределении флюенса адронов утечки под углами $\sim 50\text{--}70^\circ$ к направлению пучка, обусловленный двумя конкурирующими эффектами: ростом числа вторичных частиц из мишени с уменьшением угла их вылета и ростом толщины защиты вдоль траектории их движения (рис. 31).

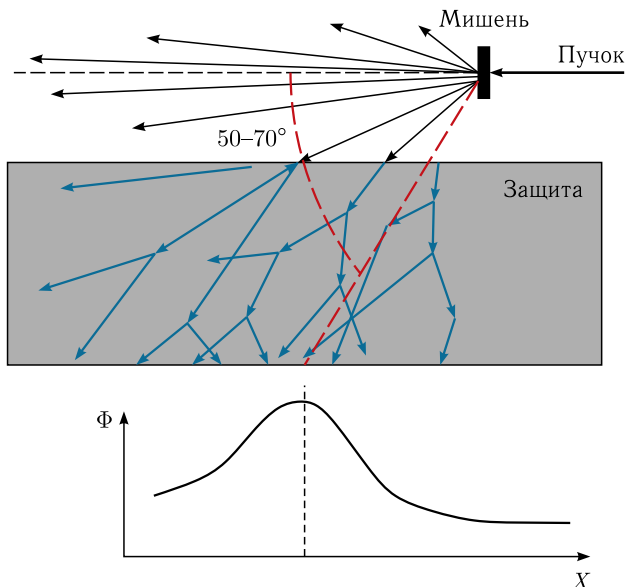


Рис. 31. Формирование излучения за боковой защитой от мишени

Ловушка пучка должна обеспечивать подавление продольного и поперечного каскадов высокоэнергетичных частиц, поэтому она имеет большие размеры и зачастую выполняется из тяжелого бетона с железным скрапом, чтобы обеспечить меньшее значение λ в сантиметрах по ее глубине. Центральная часть ловушки также часто делается в виде массивного железного блока.

Отклонять пучки в землю, чтобы они гасились в ее массе, нельзя по причине сильной активации грунта и наличия подпочвенных вод, поэтому на наземных ускорителях массивные ловушки пучков приходится располагать на поверхности. Обычно в торцевой части ловушки делается углубление с тем, чтобы максимально снизить альбедное излучение из нее.

Ловушки пучков на высокоэнергетических ускорителях рожают одну проблему, связанную с мюонами. Они образуются в основном при распадах π - и K -мезонов; время их жизни в покое — 2,2 мкс. Мюоны, в отличие от других мезонов, относятся к лептонам, т. е. их ядерное сечение пренебрежимо мало. При прохождении через вещество они теряют энергию только за счет кулоновского взаимодействия с атомами (радиационные потери у мюонов становятся заметными только при очень больших энергиях). Формально рождение мюонов возможно уже при энергиях

протонов ~ 150 МэВ, однако проблемы с ними возникают при энергиях протонов более 10 ГэВ. Конечно, энергия большинства мюонов меньше, чем энергия породивших их π - и K -мезонов, но из-за того, что в широком интервале значений энергии более 10 ГэВ ионизационные потери мюонов в веществе составляют около $2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$, их ионизационный пробег в веществе велик. На рис. 32 показано соотношение разных источников потерь энергии мюонов в железе. Видно, что ионизационные потери у мюонов преобладают вплоть до энергий в сотни гигаэлектронвольт.

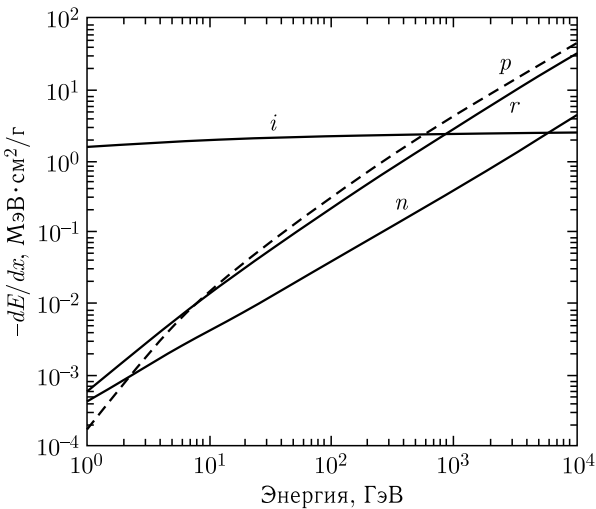


Рис. 32. Средние потери энергии мюонов на единице пути в железе: i — ионизация; p — образование пар; r — тормозное излучение; n — взаимодействие с ядрами

Мюоны рождаются в направлении прямо вперед и образуют в веществе так называемый мюонный факел. Поскольку их масса в 200 раз больше массы электрона, мюоны слабо рассеиваются на атомных электронах, и их узкий факел распространяется в веществе на большую глубину. Напомним, что именно мюонная компонента составляет 80% всех вторичных частиц в атмосфере на уровне моря от космического излучения.

На рис. 33 показано глубинное распределение флюенса адронов, проинтегрированного по поперечной плоскости железной защиты, облучаемой пучком протонов с энергией 25 ГэВ, и ослабление в ней образованного мюонного факела. Видно, что, начиная

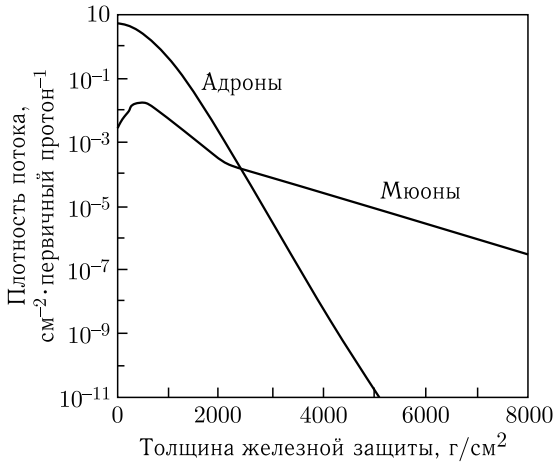


Рис. 33. Развитие адронного каскада и мюонного факела в железной защите (проинтегрированных по поперечной плоскости защиты), облучаемой пучком протонов с энергией 25 ГэВ

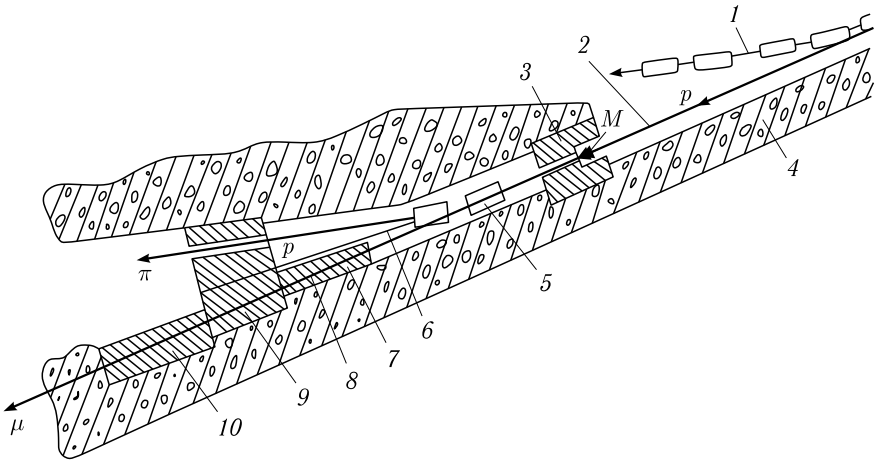


Рис. 34. Схема радиационной защиты канала вторичных заряженных частиц на У-70: 1 — вакуумная камера ускорителя; 2 — пучок протонов; 3 — защита мишени; 4 — бетонная защита канала вторичных частиц; 5 — отклоняющий магнит; 6 — пучок невзаимодействовавших протонов; 7 — поглотитель мюонов (сталь); 8 — мюонный пучок; 9 — поглотитель протонов и мюонов (сталь); 10 — поглотитель мюонов (мюонный фильтр — сталь)

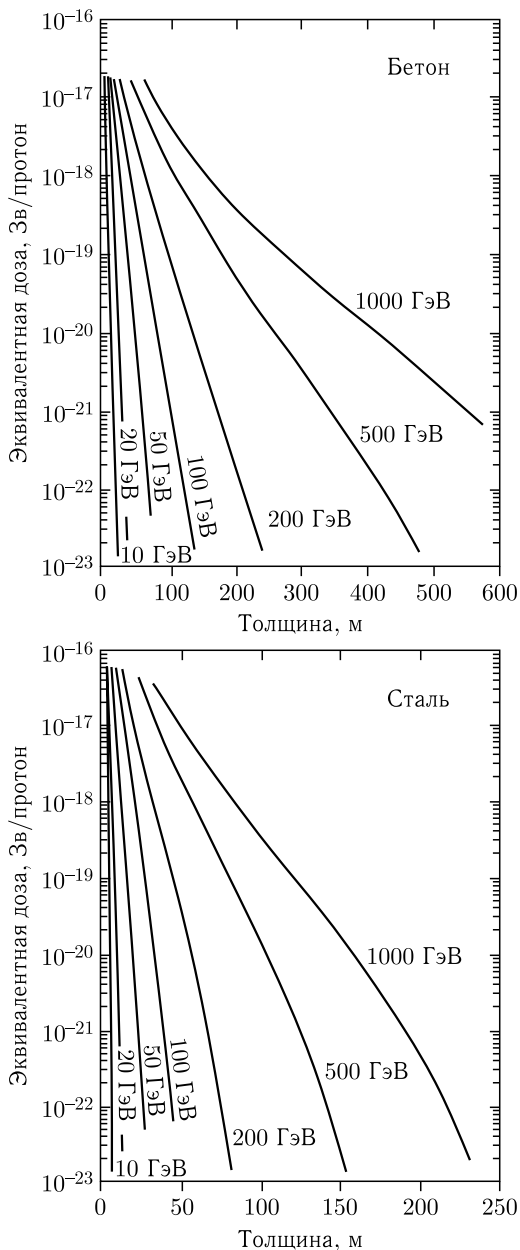


Рис. 35. Дозовое ослабление продольных пучков мюонов в защите из обычного бетона ($\rho = 2,4 \text{ г/см}^3$) и стали, инициированных взаимодействием протонов разной энергии

с толщины железа ~ 3 м, мюоны в защите превалируют над адронами.

При гашении в ловушке интенсивных пучков высокоэнергетичных частиц для поглощения мюонного факела нужна ее большая продольная длина. Например, мюоны на ускорителе У-70 ИФВЭ (Протвино, Россия) могут пройти несколько сотен метров грунта или десятки метров стали. По этой причине основную роль в ослаблении потоков мюонов на больших протонных ускорителях играют защитные стальные экраны. Для грубой оценки можно считать, что с точки зрения торможения 1 м бетона соответствует ~ 1 ГэВ энергии мюонов. Но из-за большой проникающей способности мюонов геометрия такой защиты должна тщательно рассчитываться. На рис. 34 показана геометрия мюонной ловушки на У-70 с энергией протонов 70 ГэВ.

Несмотря на то, что мюонные факелы имеют продольные размеры в десятки метров, их поперечные размеры даже в конце пробега всего 1–2 м. Наиболее оптимальным способом решения проблемы защиты от мюонов является такой взаимный выбор магнитооптических и защитных элементов канала, чтобы ось мюонного факела проходила через боковую адронную защиту, а поглотитель мюонного пучка являлся одновременно боковой стенкой туннеля (как на рис. 34).

Суммарный объем стали мюонной ловушки на У-70 составляет $2 \times 2 \times 54$ м. Дополнительно к стали конец ловушки обвалован еще и большим объемом земли.

На коллайдере NICA также предусмотрены ловушки пучков ядер ^{197}Au из бетона с железным сердечником внутри. Из-за существенно меньшей энергии ядер размеры ловушек более скромные. Ловушки предназначены для аварийного сброса пучка, поэтому проблемы мюонов как постоянного радиационного фактора не существует.

На рис. 35 показаны кривые ослабления дозы в продольных пучках мюонов в защите из обычного бетона ($2,4 \text{ г/см}^3$) и железа, возникающих при взаимодействии протонов разной энергии.

2.5. Материалы защиты

Традиционным материалом радиационной защиты ускорителей является бетон из-за сравнительной дешевизны, прочности и возможности создавать сложные конструкции. Бетон — это искусственный материал, в котором наполнители связаны между собой затвердевшим «тестом» из цемента и воды. Вода, содержащаяся в

бетоне, может быть в связанном состоянии и в свободном. Среди минеральных вяжущих материалов для защиты от ионизирующих излучений широкое применение получил портландцемент. Это объясняется его способностью при твердении образовывать прочный цементный камень, содержащий до 20 % химически связанной воды.

Обычный бетон со стандартным наполнителем (щебнем) имеет плотность 2,2–2,4 г/см³. Но в отдельных случаях для улучшения его защитных свойств и снижения λ в сантиметрах увеличивают его плотность путем применения тяжелых наполнителей (щебня из различных тяжелых пород, например магнетита, гематита, барита или же металлического скрапа). Усредненное содержание элементов в бетонах различного типа и их парциальная плотность (доля элемента в суммарной плотности бетона) приведены в табл. 2.

Для замедления быстрых нейтронов в бетоне важную роль играет содержание в нем химически связанной воды. Считается, что в обычном бетоне ее содержание около 5–8 % по массе в зависимости от возраста бетона.

Сталь чаще всего имитируется железом, поскольку у наиболее распространенных конструкционных сталей содержание углерода

Таблица 2. Свойства некоторых бетонов (в скобках приведена плотность бетона, г/см³)

Элемент	Тип бетона			
	Обычный (2,34)	Магнетитовый (FeO, Fe ₂ O ₃) (3,53)	Баритовый (BaSO ₄) (3,35)	Баритовый + Fe скрап (4,64)
H	0,013	0,011	0,012	0,011
O	1,165	1,168	1,043	0,638
Si	0,737	0,091	0,035	0,073
Ca	0,194	0,251	0,168	0,258
Na	0,04			
Mg	0,006	0,033	0,004	0,017
Al	0,107	0,083	0,014	0,048
S	0,003	0,005	0,361	
K	0,045		0,159	
Fe	0,029	1,676		3,512
Ti		0,192		0,074
Cr		0,006		
Mn		0,007		
V		0,011		0,003
Ba			1,551	

не превышает всего 0,8 %, а фосфора и серы — 0,05 %. В особых случаях (чаще всего при расчетах активации стали) необходимо точно знать ее маркировку и химический состав.

В ряде случаев защитным материалом на ускорителях служит грунт (для заглубленных в землю ускорителей или в виде обваловок наземных конструкций). Надо сказать, что в последние годы высокоэнергетичные ускорители в мире строились главным образом в виде подземных сооружений с глубоким залеганием.

Таблица 3. Усредненный состав сухого грунта

Элемент	Масса, %
O	43,77
Si	28,1
Al	8,24
Fe	5,09
Mn	0,07 ± 0,06
Ti	0,45 ± 0,43
Ca	3,65
Mg	2,11
K	2,64
Na	2,84

Усредненный состав сухого грунта приведен в табл. 3.

Но, вообще говоря, состав природного грунта сильно разнится в зависимости от местности, поэтому лучше опираться на конкретные геофизические исследования его состава и плотности, которая колеблется в широких пределах от 1,3 до 2,5 г/см³. Содержание воды в грунте тоже может сильно различаться в зависимости от его композиции: песок (0–10 % по массе), суглинок (5–20 %), глинистый суглинок (8–25 %), наносной ил (10–30 %), глина (15–30 %).

Кирпичные стены зданий также могут учитываться при расчете полей излучения во внешней среде за ускорителями. Широко применяемыми видами кирпича являются керамический (красный) и силикатный. Основная часть керамического кирпича состоит из обожженной глины — кремнезема SiO₂. Он составляет от 60 до 80 % массы, 17–25 % массы — глинозем Al₂O₃, есть еще небольшая примесь окиси железа Fe₂O₃ (до 5 %), которая придает кирпичу характерную красную окраску. В среднем показатель плотности керамического кирпича составляет от 1,1 (пустотелый) до 1,7 (цельный) г/см³. Кирпич то поглощает воду, то отдает ее. Водопоглощение у старого керамического кирпича до 14 % по массе в дождливую погоду.

Основным компонентом силикатного кирпича (90–93 % по массе) является песок (SiO₂) с добавкой ~ 7–10 % извести (CaO + MgO). Водопоглощение 6–16 % от массы сухого кирпича. Плотность от 1,3 до 1,9 г/см³.

2.6. Проемы в защите и проходы через нее

Для обслуживания трактов ускорения или проводки частиц персонал должен иметь возможность доступа к ним через защиту при остановке ускорителя. Однако через проемы в защите в рабочую зону при работающем ускорителе может проникать излучение из тракта. Чтобы воспрепятствовать этому, проход в защите делается в виде лабиринта. Смысл лабиринта в том, чтобы вход в него (дверь) не находился бы в прямой видимости от тракта пучка. Поскольку на высокоэнергетичных ускорителях излучение из тракта испускается в конусе по ходу пучка частиц, направление лабиринта обычно делается в обратную сторону (рис. 36). Еще одно общее правило заключается в том, чтобы суммарная толщина защиты в месте лабиринта была равна толщине защиты вне его.

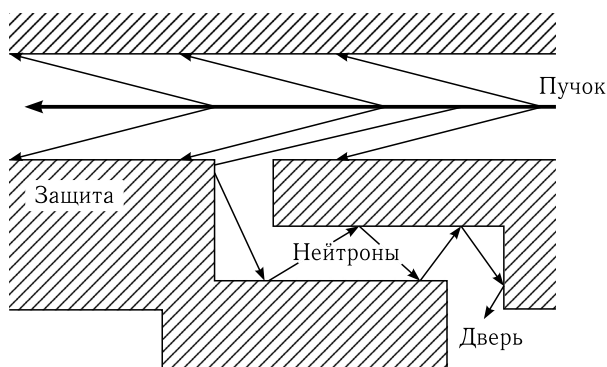


Рис. 36. Схема лабиринта с тремя коленами для прохода в туннель ускорителя частиц высоких энергий

Через лабиринт могут проникать только многократно рассеянные в бетоне стены нейтроны и гамма-кванты, т. е. альбедное излучение. Выход альбедных нейтронов от нейтронов с энергиями несколько мегаэлектронвольт составляет несколько процентов, поэтому уже после первого колена количество нейтронов и их энергия в лабиринте резко снижаются, и на выходе из трехколенного лабиринта присутствуют главным образом тепловые и промежуточные нейтроны с небольшой примесью быстрых. Флюенс и доза нейтронов на выходе из лабиринта сильно зависят от его геометрии (числа колен и их протяженности) и от энергии первичных нейтронов.

Данные по альbedo быстрых нейтронов с энергией до 14 МэВ приведены на рис. 37. Видно, что для быстрых нейтронов величина альbedo составляет несколько процентов и снижается при наклонном падении нейтронов на защиту.

Для нейтронов релятивистских энергий нейтронное альbedo растет по мере увеличения энергии первичных нейтронов из-за роста множественности. На рис. 38 показана зависимость выхода альбедных нейтронов всех энергий в 2π ср с поверхности блока из обычного бетона, на который падают под разными углами узкие пучки первичных нейтронов с энергией от 0,5 до 50 ГэВ.

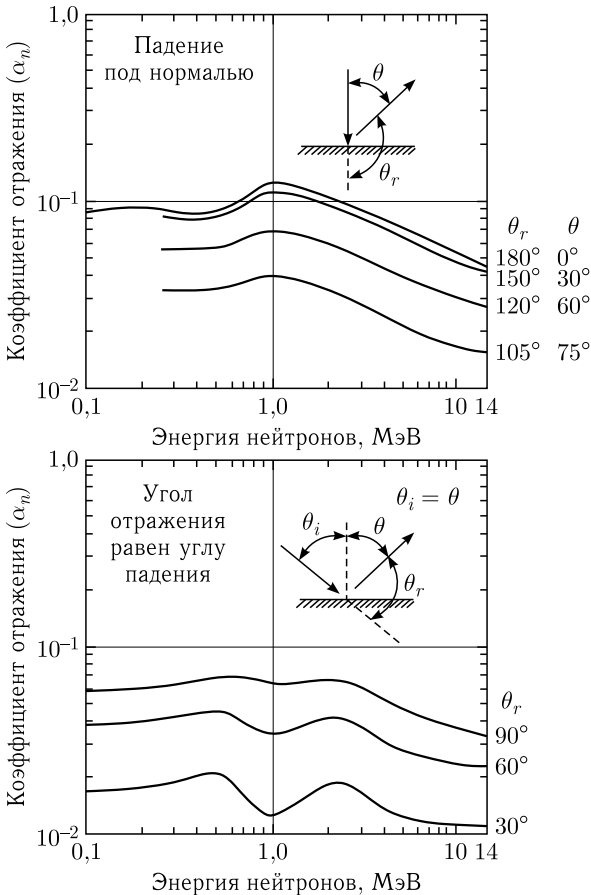


Рис. 37. Дифференциальное альbedo нейтронов в обычном бетоне при падении нейтронов на бетон под нормалью и под некоторыми углами (при этом угол вылета нейтронов равен углу их падения)

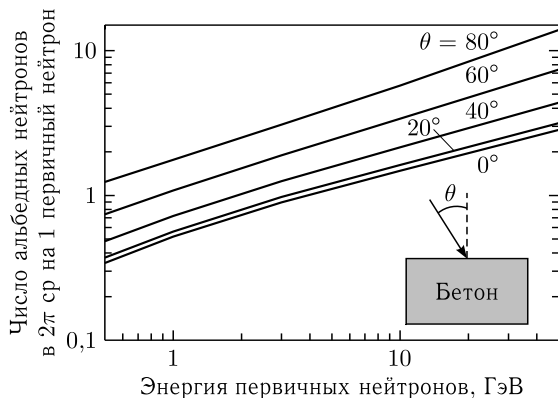


Рис. 38. Дифференциальное альбедо нейтронов релятивистских энергий

Естественно, что с увеличением угла падения пучка нейтронов на бетон выход альбедных нейтронов увеличивается, поскольку источник альбедных нейтронов приближается к его поверхности.

На рис. 39 показаны угловые распределения выхода альбедных нейтронов всех энергий из бетона для нормального падения пучка первичных нейтронов релятивистских энергий (вверху) и под углом 80° (внизу). Эти угловые распределения незначительно отличаются друг от друга, и их максимум приходится на область углов выхода $30\text{--}50^\circ$ (распределение при угле падения пучка 80° немного сдвинуто в область больших углов, особенно при меньших энергиях нейтронов пучка). Это понятно, если учесть, что большая часть альбедных нейтронов имеет небольшую энергию и образуется в процессе их многократного рассеяния в бетоне, при котором теряется связь с направлением движения первичного нейтрона.

При прохождении через лабиринт спектр нейтронов меняется кардинально после первого же колена, а спектры альбедных нейтронов после второго и третьего колена меняются незначительно, но при этом уменьшается их флюенс. На рис. 40 представлено для примера пространственное распределение поглощенной дозы излучения внутри четырехколенного лабиринта защиты канала транспорта протонов с энергией 400 ГэВ вблизи толстой мишени. По оси абсцисс отложена суммарная длина лабиринта.

Существует алгоритм упрощенного аналитического расчета дозы на выходе лабиринта в защите ускорителей. Пояснения к параметрам расчета показаны на рис. 41.

Здесь r_0 — расстояние от пучка до защиты (м), r_1 — расстояние от пучка до конца 1-го колена лабиринта (м), H_0 — доза на входе

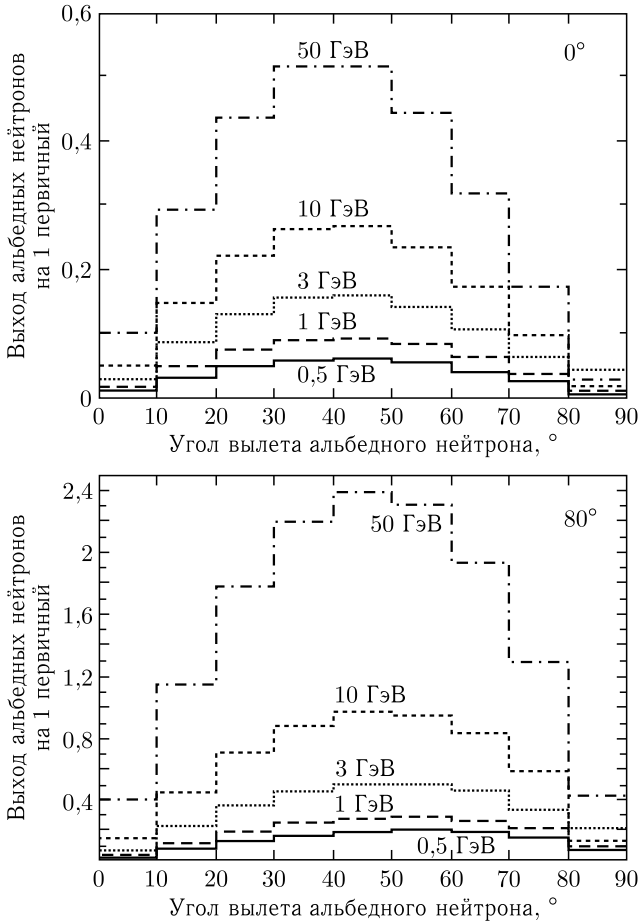


Рис. 39. Угловые распределения выхода альбедных нейтронов всех энергий из бетона для нормального падения пучка первичных нейтронов релятивистских энергий (вверху) и под углом 80° (внизу)

в лабиринт, A — поперечное сечение лабиринта (м^2), H_1 — доза в конце 1-го колена лабиринта, r_i — длина i -го колена (м), H_i — доза в конце i -го колена. Обычно сечение прохода через защиту 1×2 м и неизменно вдоль всего лабиринта. Значение дозы $H_1 = 2H_0(r_0/r_1)^2$, значение дозы в конце каждого следующего i -го колена

$$H(r_i) = \left(\frac{e^{-r_i/0,45} + 0,022A_i^{1,3} e^{-r_i/2,35}}{1 + 0,022A_i^{1,3}} \right) H_{0i}.$$

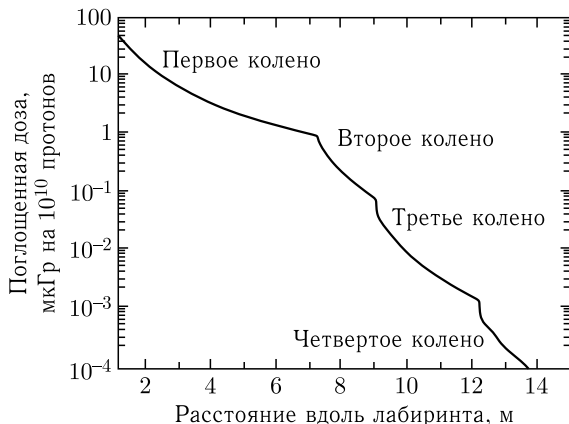


Рис. 40. Пространственное распределение поглощенной дозы вдоль лабиринта защиты канала транспорта протонов с энергией 400 ГэВ

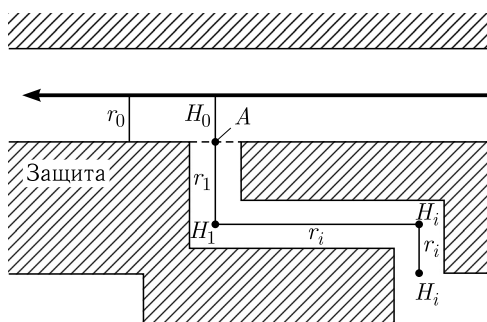


Рис. 41. Пояснения к параметрам упрощенного расчета дозы на выходе из лабиринта

Например, для трехколенного лабиринта при $r_0 = 2$ м, $r_1 = 5$ м, $r_2 = 5$ м, $r_3 = 2$ м и $A = 2$ м² значение дозы на выходе из лабиринта H_3 получается равным $6,5 \cdot 10^{-5} H_0$. Но надо помнить, что из-за того, что спектр нейтронов к концу лабиринта становится «мягким», на выходе лабиринта возникает фон гамма-квантов от реакций радиационного захвата медленных нейтронов.

Основным методом расчета лабиринтов в настоящее время является использование программ транспорта излучений в веществе методом Монте-Карло, позволяющих учесть всю физику прохождения излучений через лабиринты и детали их геометрий.

Глава 3

ИЗЛУЧЕНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ В ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ («SKYSHINE»)

За счет излучения утечки из защит ускорители во внешней среде являются пространственно распределенными источниками излучений (нейтронов и гамма-квантов). Эти нейтроны и гамма-кванты, многократно перерассеиваясь в воздухе, грунте и в окружающих предметах, создают дозу на расстоянии от ускорителя. Это явление называется «skyshine», поскольку напоминает эффект солнечного света. Преграды от него нет, так как эти нейтроны не распространяются по прямой.

Предел дозы для населения в 20 раз ниже, чем для профессиональных работников. Не все высокоэнергетичные ускорители, расположенные на поверхности, имеют вокруг себя достаточную территорию, принадлежащую организации, владеющей ускорителем. Поэтому за границей этой территории могут работать или проживать люди, не имеющие отношения к данной организации, т. е. население. С целью ограничения облучения населения ОСПОРБ 99/2010 (Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности) устанавливают вокруг радиационных объектов санитарно-защитные зоны. В санитарно-защитной зоне запрещается постоянное или временное проживание, размещение детских учреждений, а также не относящихся к функционированию радиационного объекта лечебных учреждений, предприятий общественного питания, промышленных объектов, подсобных и иных сооружений и объектов. На ее внешней границе должно соблюдаться условие не превышения годовой эффективной дозы суммарного облучения 1 мЗв/г (за вычетом естественного фона). Радиационное воздействие ускорителя на население возможно за счет внешнего облучения нейтронами и гамма-квантами «skyshine» и внутреннего облучения за счет выбрасываемых в атмосферу из ускорителя радионуклидов. Рассмотрим механизмы формирования излучения «skyshine» на больших расстояниях от ускорителя. На рис. 42 схематически демонстрируется эффект излучения «skyshine» вокруг ускорителя.

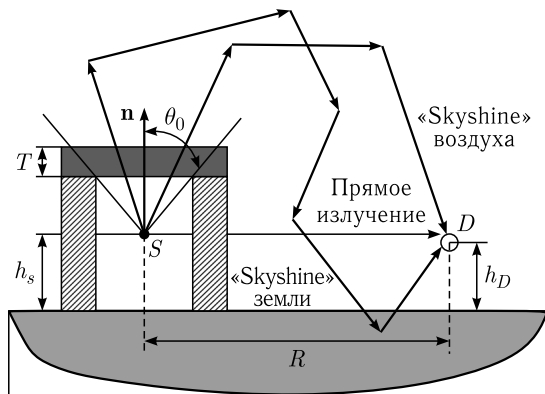


Рис. 42. Формирование излучения «skyshine» на больших расстояниях от ускорителя

Как правило, основным источником излучения утечки в окружающую среду является верхняя бетонная защита колец синхротронов или каналов транспорта их пучков из-за меньшей толщины. В отличие от прямого излучения нейтронов из точечного источника закон ослабления флюенса с расстоянием пропорционально $1/R^2$ для нейтронов «skyshine» не работает на сравнительно малых расстояниях. Средняя длина поглощения быстрых нейтронов в воздухе λ составляет 100–200 м, а нейтронов высокой энергии — 500–800 м, поэтому с ростом расстояния от ускорителя число нейтронов низкой энергии снижается быстрее и спектр нейтронов ужесточается. С ростом влажности воздуха средняя длина поглощения несколько снижается. На рис. 43 показана зависимость длины поглощения нейтронов в сухом воздухе от их энергии.

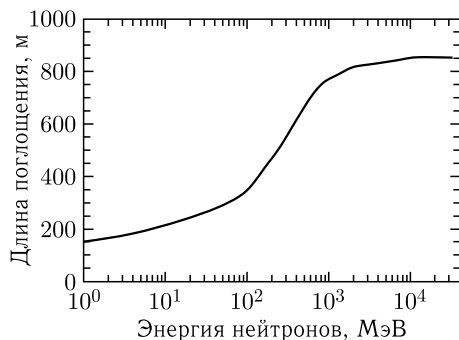


Рис. 43. Энергетическая зависимость длины поглощения нейтронов в воздухе

Следствием многократного рассеяния нейтронов в воздухе является изотропный характер облучения человека излучением «skyshine». Доза излучения «skyshine» зависит от многих причин, в числе которых не только расстояние, но и полный выход нейтронов утечки из защиты, спектр нейтронов утечки, их угловое распределение, конкретная геометрия источника и его окружения и т. д. В 1990-х гг. прошлого века Ринди и Томас суммировали все экспериментальные и теоретические данные по излучению «skyshine» и предложили аналитическое решение в предположении $1/E$ спектра нейтронов из верхней защиты и косинусоидальной угловой зависимости выхода нейтронов утечки из защиты (выход Y пропорционален $\cos \theta$, где θ — полярный угол, и не зависит от азимутального угла). Для точечного источника S мощностью Q доза H в точке D на расстоянии R может быть оценена как

$$H = \frac{a \cdot Q \cdot \exp\left(-\frac{R}{\lambda}\right)}{4\pi(h_s + R)^2}.$$

Здесь $Q = 2\pi(d^2/g)H(d, T)\Omega$, где T — толщина верхней защиты, d — расстояние от источника до конца верхней защиты под углом θ , g — коэффициент конверсии флюенс — эффективная доза, h_s — высота источника над землей, λ — длина поглощения нейтронов спектра вида $1/E$. Для такого вида спектра с $E_{\max} = 400$ МэВ (это реальное значение из-за малости поперечного импульса вторичных частиц, образующихся во взаимодействии адронов высокой энергии с мишенью) λ поглощения нейтронов в воздухе составляет ~ 620 м.

Конечно, ожидать хорошего согласия с экспериментальными данными в большинстве случаев не приходится, так как излучение утечки образуется из разных протяженных источников и его спектр может сильно отличаться от $1/E$. Наиболее надежные результаты получаются с использованием программ транспорта излучений в веществе методом Монте-Карло, позволяющих учесть 3D-геометрию объектов с высокой степенью детализации и все физические процессы взаимодействия нейтронов с веществом. На рис. 44 показаны рассчитанные по программе GEANT4 пространственные распределения мощности эффективной дозы нейтронов «skyshine» от кольца «Нуклотрона», приведенные на 1 ядро урана с энергией от 0,44 до 4,5 ГэВ/нуклон, потерянное в кольце при толщине верхнего перекрытия туннеля 3 м обычного бетона. На рисунке демонстрируется, что, во-первых, начиная с некоторого переходного расстояния пространственные распределения дозы

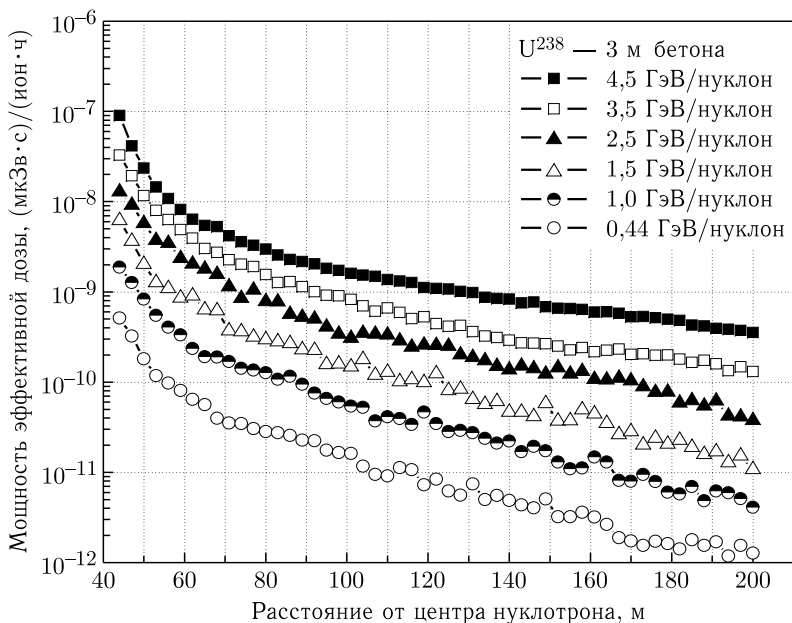


Рис. 44. Пространственные распределения мощности эффективной дозы нейтронов «skyshine» от кольца «Нуклотрона» комплекса NICA в зависимости от энергии ядер урана

нейтронов «skyshine» подчиняются простому экспоненциальному закону, а во-вторых, что со снижением энергии ядер урана (т. е. средней энергии адронов, падающих изнутри на защиту) доза с расстоянием снижается несколько быстрее.

На рис. 45 показаны расчетные пространственные распределения мощности эффективной дозы нейтронов «skyshine» от кольца коллайдера при толщине боковых стен и верхнего перекрытия 3 м обычного бетона и энергии ядер урана 4,5 ГэВ/нуклон.

Для проверки расчетов на «Нуклотроне» были выполнены измерения пространственного распределения мощности амбиентной дозы нейтронов и гамма-квантов «skyshine» в радиальном направлении при ускорении дейтронов до энергии 4,1 и 2,1 ГэВ/нуклон. Результаты измерений показаны на рис. 46 и 47. На рис. 47 приведено также сравнение по форме экспериментального пространственного распределения дозы от «Нуклотрона» при энергии дейтронов 2,1 ГэВ/нуклон с расчетами по GEANT4 пространственного распределения дозы при ускорении ядер золота до энергии 2,5 ГэВ/нуклон (в этом случае различием в спектрах вторичного

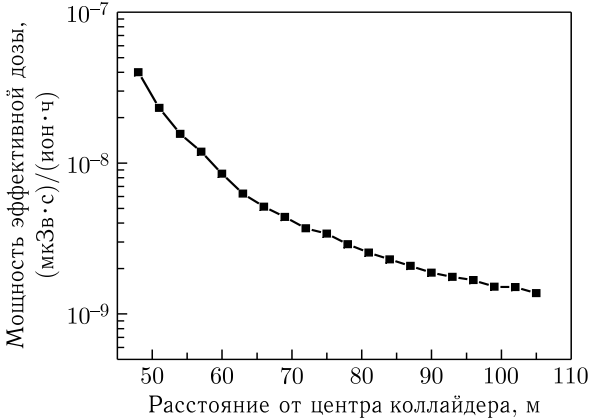


Рис. 45. Пространственное распределение мощности эффективной дозы нейтронов «skyshine» от кольца коллайдера комплекса NICA

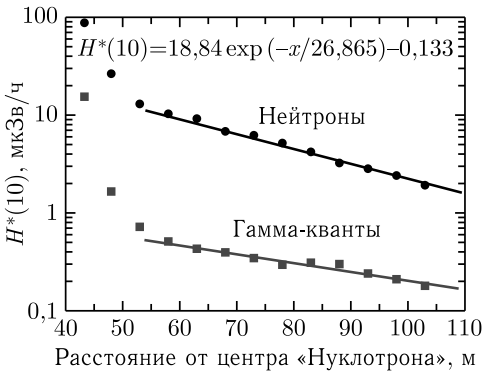


Рис. 46. Пространственные распределения мощности ambientной дозы нейтронов и гамма-квантов «skyshine» от «Нуклотрона» при ускорении дейтронов до энергии 4,1 ГэВ/нуклон

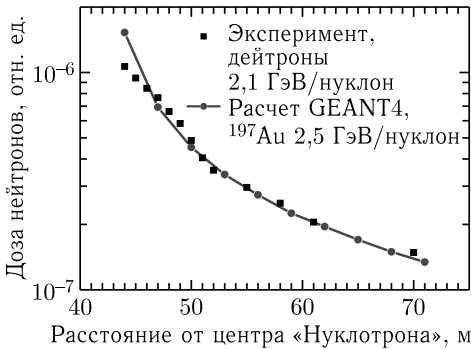


Рис. 47. Сравнение по форме экспериментального пространственного распределения дозы нейтронов «skyshine» от «Нуклотрона» при ускорении дейтронов до энергии 2,1 ГэВ/нуклон (точки) и расчета по GEANT4 аналогичного распределения при ускорении ядер золота до энергии 2,5 ГэВ/нуклон (линия)

излучения, падающего изнутри на защиту «Нуклотрона», можно пренебречь из-за примерного равенства энергий на нуклон). Наблюдается хорошее согласие по форме расчета и эксперимента.

Спектр нейтронов утечки из верхней бетонной защиты канала транспорта протонов высокой энергии показан вверху на рис. 48, а расчетный спектр нейтронов «skyshine» на расстоянии 100 м от центра «Нуклотрона» — внизу (спектры приведены в единицах летаргии). Видно, что спектры кардинально различаются. Спектр

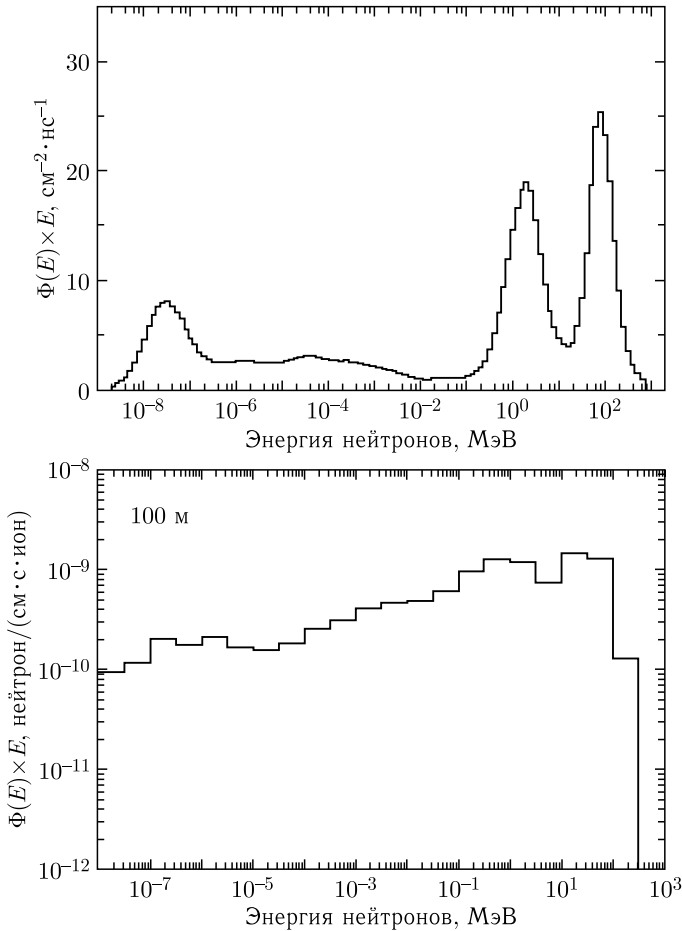


Рис. 48. Вверху — спектр нейтронов утечки из верхней бетонной защиты канала транспорта протонов высокой энергии. Внизу — расчетный спектр нейтронов «skyshine» вокруг «Нуклотрона» на расстоянии 100 м от его центра

прямых нейтронов утечки очень «жесткий». В нем отчетливо видны три максимума, связанные с каскадными, испарительными и тепловыми нейтронами. А в спектре нейтронов «skyshine» каскадный и испарительный пики практически незаметны, теплового же пика нет. Зато в нем видно накопление эпитепловых и промежуточных нейтронов за счет многократного рассеяния в воздухе.

Вклад гамма-квантов «skyshine» на больших расстояниях от ускорителей не превышает 8–10 %.

Глава 4

ПРОГРАММЫ ТРАНСПОРТА ИЗЛУЧЕНИЙ В ВЕЩЕСТВЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В середине прошлого века основные методы расчета излучений за слоями вещества основывались на классической теории переноса ионизирующего излучения, касающейся основных закономерностей прохождения нейтронного и фотонного излучений в «реакторном» диапазоне значений энергий: уравнения диффузии нейтронов и кинетического уравнения Больцмана. Поскольку кинетическое уравнение Больцмана представляет собой сложное нелинейное интегродифференциальное уравнение, аналитическое решение которого возможно лишь в специальных случаях, использовались приближенные представления уравнений переноса (экспоненциальное ослабление, многогрупповое приближение, метод моментов, дискретных ординат) и т. д. К настоящему времени разработано много методов численного решения задач для линейного уравнения Больцмана. Для практических нужд был также разработан ряд инженерных методов оценки необходимой защиты от нейтронов, например, метод длин релаксации, метод сечений выведения, метод конкурирующих линий.

По мере повышения производительности компьютеров точные расчеты радиационной обстановки на ядерно-физических установках, основанные не на аналитическом или численном решении уравнений переноса, а на использовании метода Монте-Карло для моделирования транспорта излучений в веществе, становились все более доступными и конкурентными приближенным инженерным методам. Метод Монте-Карло является очень гибкой и мощной формой численного интегрирования, которая может быть применена к огромному числу задач в области физики защиты. Идея метода Монте-Карло состоит в последовательном моделировании процессов взаимодействия каждой отдельной частицы (начиная с частицы источника излучения) в веществе по всем известным каналам образования различных вторичных частиц. Характеристики взаимодействий транспортируемых частиц с ядрами химических элементов, входящих в состав веществ, присутствующих в задаче, разыгрываются каждый раз случайным образом в рамках суще-

ствующим представлений о распределениях вероятности тех или иных физических процессов. Таким образом, метод Монте-Карло воспроизводит стохастическую природу взаимодействия излучения с веществом. Кроме того, данный метод позволяет задать во входных данных для расчета очень сложную детализированную трехмерную геометрию объекта и достаточно произвольные условия его облучения.

Метод Монте-Карло лежит в основе программ моделирования процесса переноса ионизирующего излучения (программ транспорта излучений в веществе), наиболее известными из которых являются MCNP, GEANT4, FLUKA, SHIELD, PHITS, MARS, MORSE.

Программа MCNP (Monte Carlo N-Particle Transport Code) разработана в Лос-Аламосской национальной лаборатории США и написана на языке FORTRAN. История MCNP берет свое начало в 1950–1960-х гг. Современные расчеты выполняются на версии программы MCNPX, являющейся сочетанием транспортного кода MCNP с программой LANET, предварительно моделирующей расщепление ядер мишени под действием таких «снарядов», как протоны и легкие ядра (альфа-частицы, ядра ^{12}C и т. д.). Затем ее действие было распространено на все ядра вплоть до сверхвысоких энергий (несколько ТэВ/нуклон). После нее программы MCNP5 и MCNPX были объединены в MCNP6. Отличительная особенность программы — использование непрерывных по энергии данных о взаимодействии нейтронов и протонов с энергией до 150 МэВ со многими ядрами в отличие от других программ, применяющих групповые системы констант, что является ее преимуществом при транспорте нейтронов низких энергий.

GEANT4 (GEometry ANd Tracking) — программа для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество, разработанная в ЦЕРН на объектно-ориентированном языке программирования C++. Первая версия вышла в 1998 г.

FLUKA (FLUktuierende KAskade) — программа на языке FORTRAN, разработанная в ЦЕРН и Национальном институте ядерной физики (Италия) для моделирования физики взаимодействия элементарных частиц (в том числе сверхвысоких энергий — до 10 000 ТэВ/нуклон; это является отличительной особенностью данной программы) с использованием методов Монте-Карло. FLUKA имеет возможность учитывать движение частиц в электромагнитном и гравитационном полях.

PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) — программа на языке FORTRAN, разработанная в Японии. Модели-

рует транспорт почти всех частиц в диапазоне значений энергии до 100–200 ГэВ/нуклон.

SHIELD — российская программа на языке FORTRAN, исходная, адронная версия которой была разработана в ОИЯИ в 1967–1972 гг. Современная версия кода SHIELD включает в себя известные отечественные модели ядерных реакций, обеспечивающие моделирование неупругих адрон-ядерных взаимодействий в эксклюзивном подходе в области значений энергии до 1 ТэВ.

4.1. Верификация программ

Для описания взаимодействия с веществом высокоэнергетичных частиц в данных программах используются различные физические модели внутриядерного каскада. Как правило, в каждой программе пользователю предоставляется выбор из нескольких моделей. Поэтому вопрос о согласованности результатов расчетов в разных программах и их экспериментальной верификации стоит весьма остро. Важно согласие как дважды дифференциальных сечений $h-A$ - и $A-A$ -взаимодействий с экспериментами (тонкие мишени) для проверки описаний внутриядерного каскада, так и выходов вторичных частиц и ядер из толстых мишеней для проверки также и межъядерного каскада в веществе.

На рис. 49–53 приведены некоторые примеры расчетов двойных дифференциальных сечений взаимодействий ($h-A$) и ($A-A$) с экспериментами на тонких (ядерных) мишенях с помощью вышеупомянутых программ, а на рис. 54, 55 — примеры расчетов выходов нейтронов из толстых мишеней. Видно, что согласие с экспериментальными данными у всех программ вполне удовлетворительное. На рис. 56 представлен результат эксперимента по физике защиты на 800-МэВ протонном синхротроне, а именно расчет спектра нейтронов за защитой различной толщины и измеренные спектры нейтронов.

К сожалению, подобных защитных экспериментов проводится мало.

В сущности, все вышеупомянутые программы при решении одной и той же задачи транспорта адронов в веществе дают весьма схожие результаты, т. е. обладают сравнимой надежностью. Однако при недостатке экспериментальных данных только сравнение расчетов, выполненных в разных программах, позволяет сделать вывод о возможности их применения для прогнозирования радиационной обстановки на ядерно-физических установках. Такая ситуация сложилась, например, при проектировании защиты

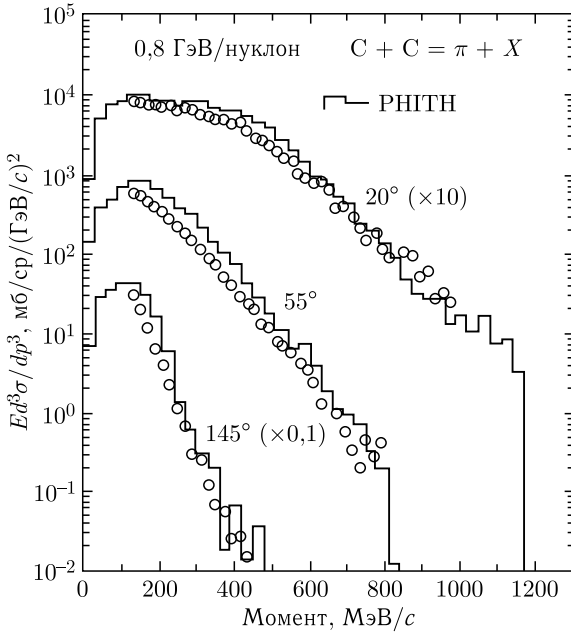


Рис. 49. Сечения образования π -мезонов при взаимодействии ядер C с энергией 800 МэВ/нуклон с ядрами C под углами 20, 55 и 145°

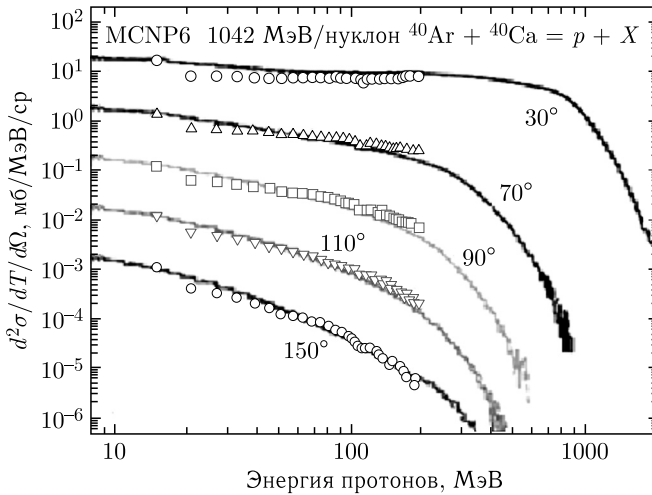


Рис. 50. Сечения образования протонов при взаимодействии ядер Ag с энергией 1042 МэВ/нуклон с ядрами Ca под углами 30, 70, 90, 110 и 150°

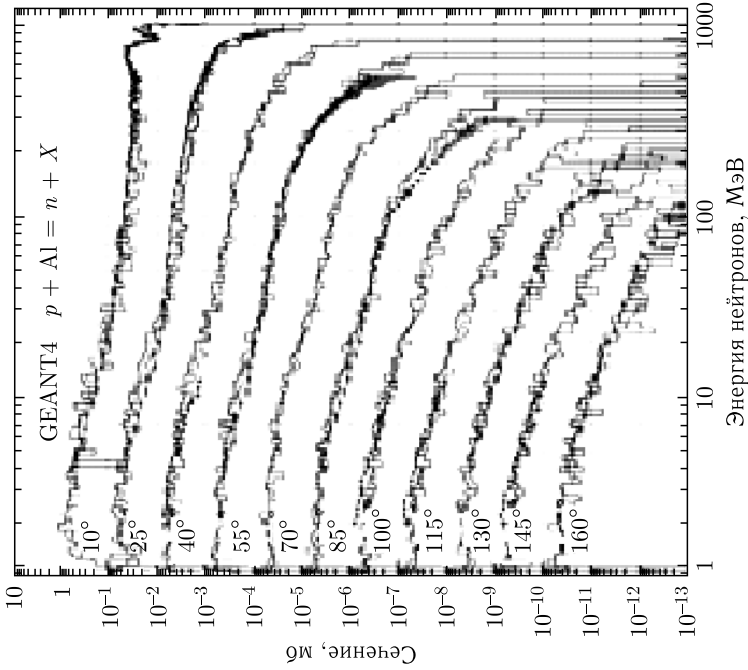


Рис. 52. Сечения образования нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 1,2 ГэВ с ядрами Al под углами 10, 25, 40, 55, 70, 85, 100, 115, 130, 145 и 160°. Гистограмма — расчет, точки — эксперимент

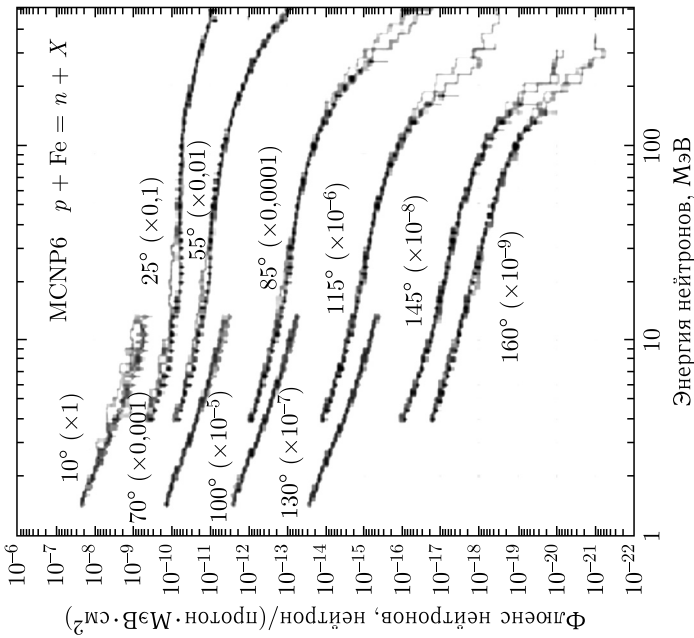


Рис. 51. Сечения образования нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 1,6 ГэВ с ядрами Fe под углами 10, 25, 55, 70, 85, 100, 115, 130, 145 и 160°. Гистограмма — расчет, точки — эксперимент

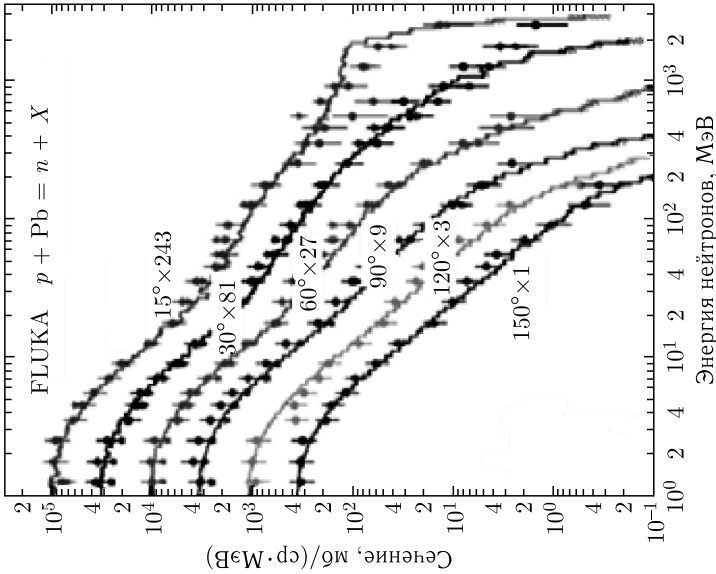


Рис. 53. Сечения образования нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 3 ГэВ с ядрами Рb под углами 15, 30, 60, 90, 120 и 150°

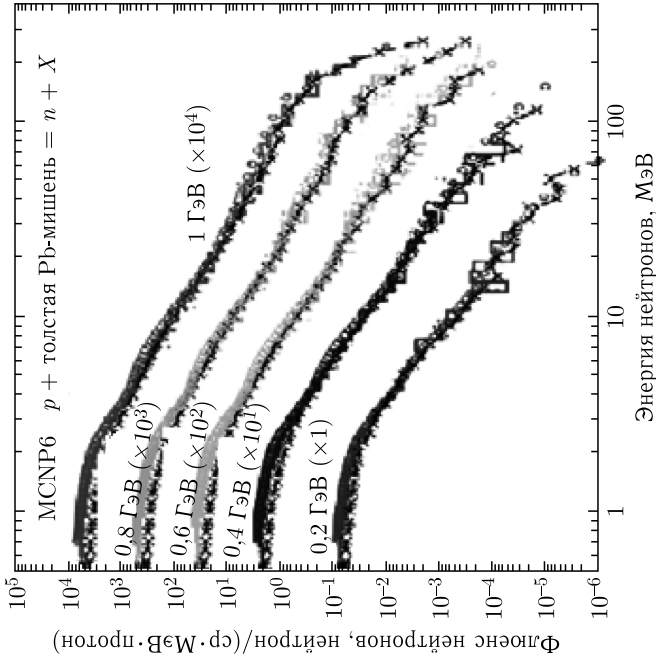


Рис. 54. Выходы нейтронов под углом 175° при взаимодействии протонов с толстой мишенью (кружки — эксперимент, гистограмма и крестики — MCNP6)

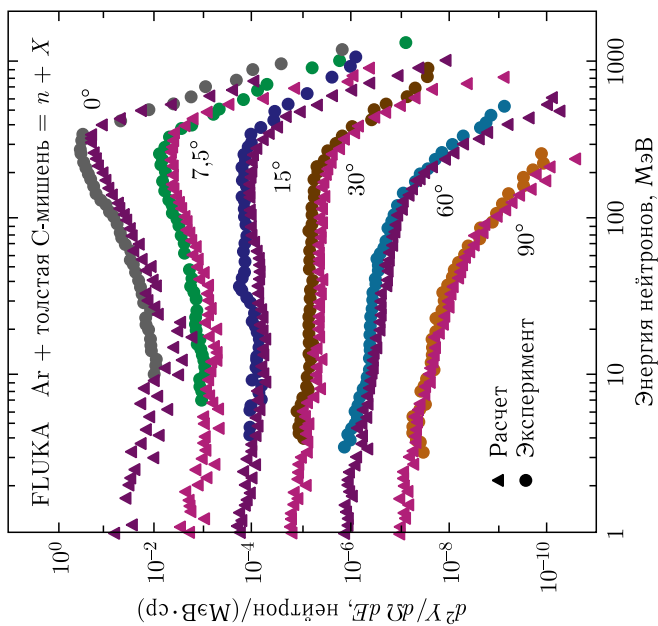


Рис. 55. Выходы нейтронов под углами из толстой С-мишени, облучаемой ядрами Аg с энергией 400 МэВ/нуклон

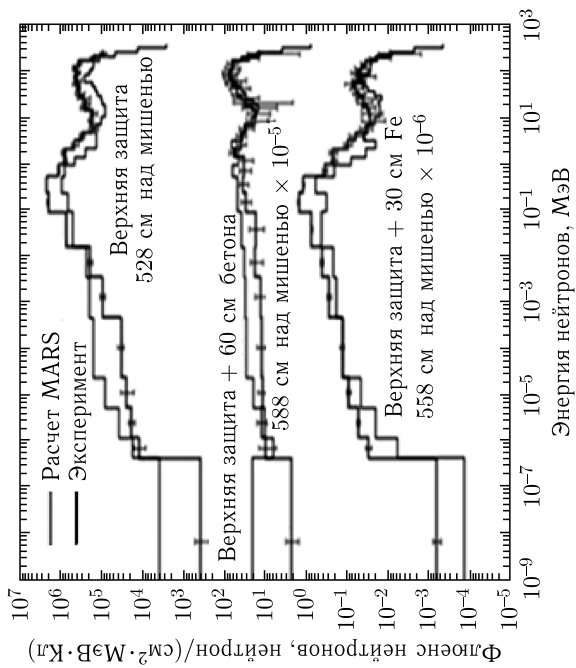


Рис. 56. Спектры нейтронов за верхней защитой протонного синхротрона над толстой мишенью. Средний рисунок — защита усилена бетоном 60 см, нижний — железом 30 см

коллайдера NICA, предназначенного для столкновения ядер урана и золота с энергией 4,5 ГэВ/нуклон. До настоящего времени известен только один эксперимент по измерению спектрально-угловых выходов нейтронов из Fe-мишени, облучаемой ядрами ^{238}U с энергией 1 ГэВ/нуклон, выполненный в GSI. Сравнение расчетов выходов нейтронов по программам FLUKA, GEANT4 и SHIELD и результатов данного эксперимента для столь тяжелых ядер-снарядов приведено на рис. 57.

Сравнение показало заметное различие в результатах расчетов и эксперимента. Для сличения программ GEANT4, SHIELD и версии MCNPX 2.6 между собой были выполнены расчеты двойных дифференциальных сечений образования нейтронов и протонов под малыми углами в реакциях Au (4,5 ГэВ/нуклон) + $^{\text{nat}}\text{Fe}$, а также угловых распределений выхода нуклонов из тонких (ядерных) мишеней. Диапазон малых углов при сличении был выбран из-за соображений механизма формирования вторичного излучения в стенках камеры коллайдера за счет выбывших из процесса

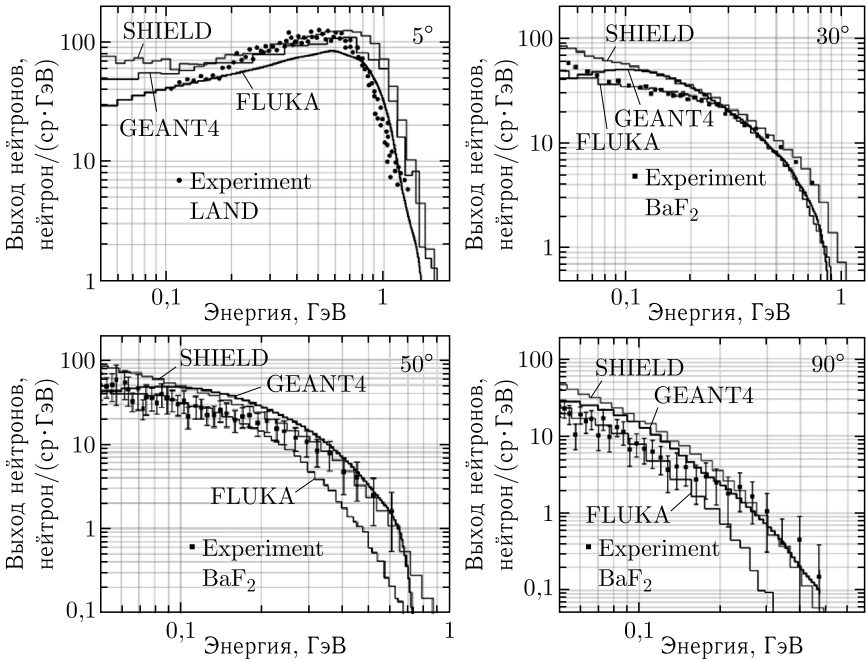


Рис. 57. Сравнение расчетных и измеренных спектров нейтронов из толстой Fe-мишени, облучаемой ядрами ^{238}U с энергией 1 ГэВ/нуклон

ускорения ядер-снарядов. Расчеты нормированы на одно ядерное взаимодействие.

Сличение программ по двойным дифференциальным выходам нейтронов приведено на рис. 58, а аналогичное сличение по двойным дифференциальным выходам протонов — на рис. 59.

В целом протестированные программы показали неплохое согласие в области энергий более нескольких сотен мегаэлектронвольт, однако при более низких энергиях в расчетах обнаруживаются значительные расхождения, обусловленные различием применяемых физических моделей.

Исходя из соображений предпочтительности консервативных оценок для расчетов защиты коллайдера NICA была выбрана программа GEANT4 на основе модели ядро-ядерных взаимодействий ВС (Binary Cascade), поскольку она показала наибольший выход нейтронов.

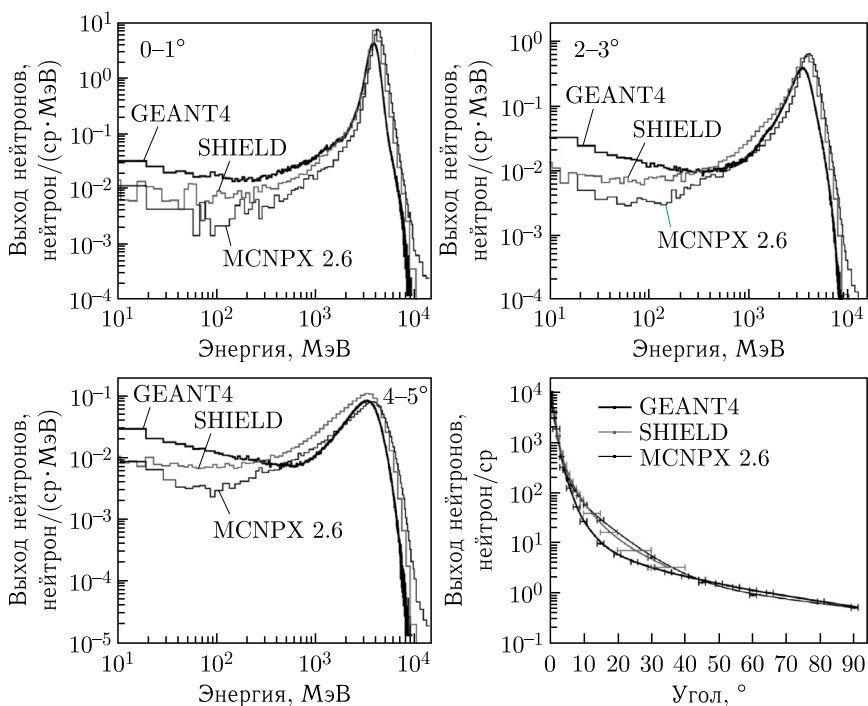


Рис. 58. Сличение программ транспорта излучений в веществе GEANT4, SHIELD и MCNPX 2.6 по расчету двойных дифференциальных выходов нейтронов из тонкой (ядерной) Fe-мишени, облучаемой ядрами ¹⁹⁷Au с энергией 4,5 ГэВ/нуклон

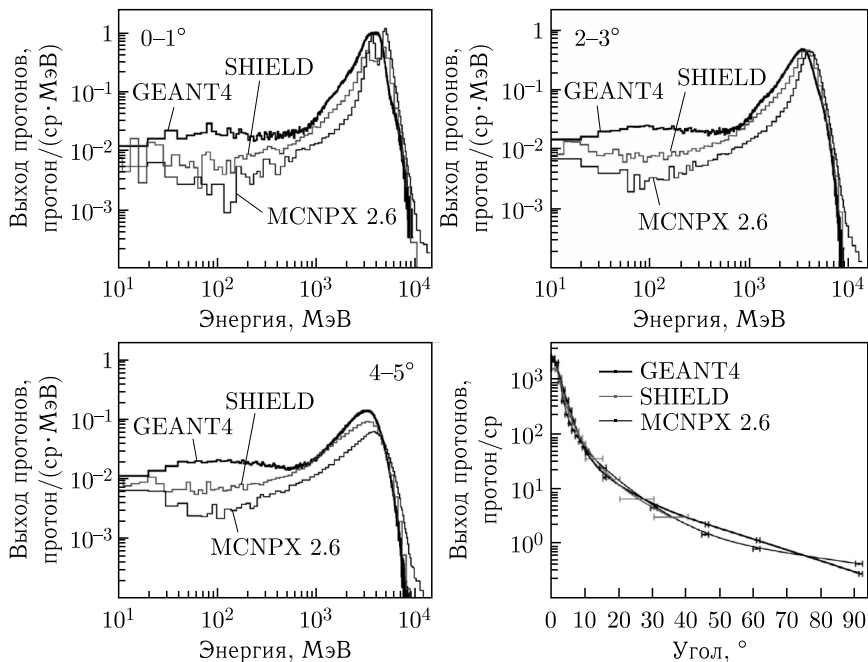


Рис. 59. Сличение программ транспорта излучений в веществе GEANT4, SHIELD и MCNPX 2.6 по расчету двойных дифференциальных выходов протонов из тонкой (ядерной) Fe-мишени, облучаемой ядрами ^{197}Au с энергией 4,5 ГэВ/нуклон

4.2. Геометрия задачи

Важнейшим преимуществом МК-программ транспорта излучений в веществе является возможность задавать, в принципе, сколь угодно подробную геометрию источник–защита в формате 3D и компоновать сложный состав материалов. Таким образом, в программах возможно моделирование очень сложных радиационных объектов с большой степенью детализации. Так, в программе MCNP возможно полноценное описание трехмерной геометрии путем задания различных встроенных фигур: параллелепипеда, шара, конуса, поверхностей второго порядка (эллипсоида, гиперболоида, параболоида) и некоторых поверхностей четвертого порядка (эллиптического или кругового тора, параллельного одной из осей координат). Также реализована возможность проведения различных операций с фигурами (вставок, накладок, вырезов, врезок), что позволяет конструировать сложные объекты. Функция перемещения и поворотов осей координат позволяет расширить

количество используемых геометрических фигур. Для проверки в программе предусмотрена визуализация сконструированной геометрической модели, что существенно облегчает поиск ошибок при задании геометрии. В других МК-программах геометрия объекта конструируется аналогичным образом. Кроме того, в GEANT4 можно визуализировать траектории частиц и их взаимодействия в чувствительных объемах.

Задание геометрии объекта — это наиболее долгий и трудоемкий шаг в подготовке программы к счету, хотя и не самый сложный. В случае с большими установками подробное описание их геометрии занимает много времени.

Примеры геометрий ускорителей, их защит и зданий, использованных при расчетах радиационной обстановки вокруг комплекса ускорителей NICA в ОИЯИ, приведены на рис. 60–62.

Бустер размещен внутри массивного железного яра синхрофазотрона (бывшего ускорителя ОИЯИ на 10 ГэВ), служащего его биологической защитой (само здание № 1 такой функции выполнять не может). Внутри бустера, «Нуклотрона» и коллайдера

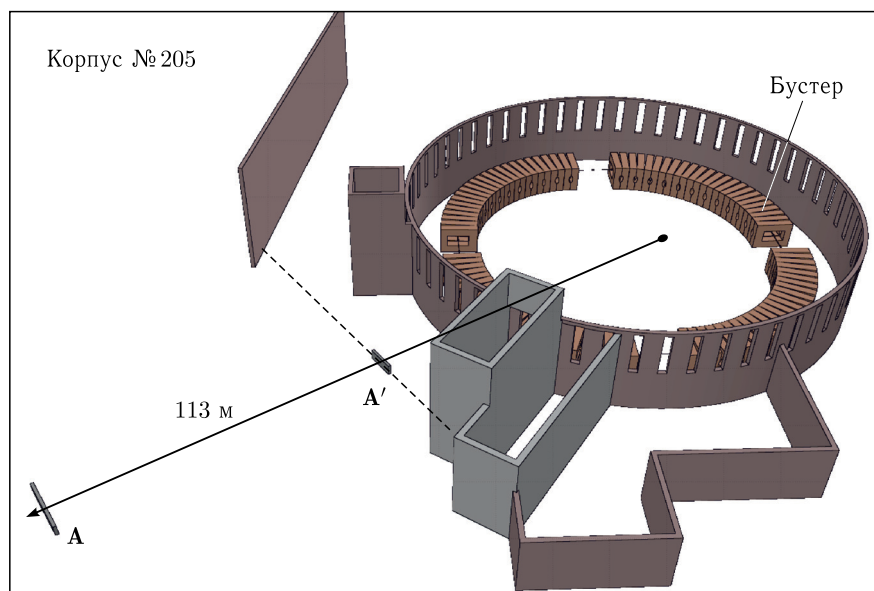


Рис. 60. Геометрия бустера комплекса NICA, использованная для расчета радиационной обстановки вокруг здания № 1. **A** — критическая точка на ограждении техплощадки ЛФВЭ ОИЯИ, **A'** — точка на границе зоны спецдопуска персонала. Из всего экспериментального корпуса № 205 в расчет дозы излучения «skyshine» в точке **A** принималась только одна его стена



Рис. 61. Геометрия бустера и «Нуклотрона» внутри здания № 1

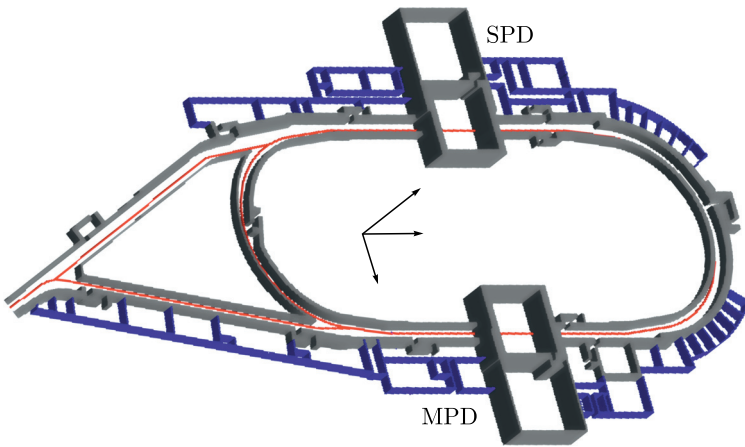


Рис. 62. Схема коллайдера NICA. MPD и SPD — экспериментальные установки в местах встречи пучков ядер

воспроизведена подробная геометрия колец ускорителей с вакуумными камерами и элементами магнитной оптики (рис. 63).

Такая степень детализации сложного комплекса ускорителей, защит и зданий позволила оценить мощность эффективной дозы нейтронов на больших расстояниях от комплекса при различных режимах его работ.

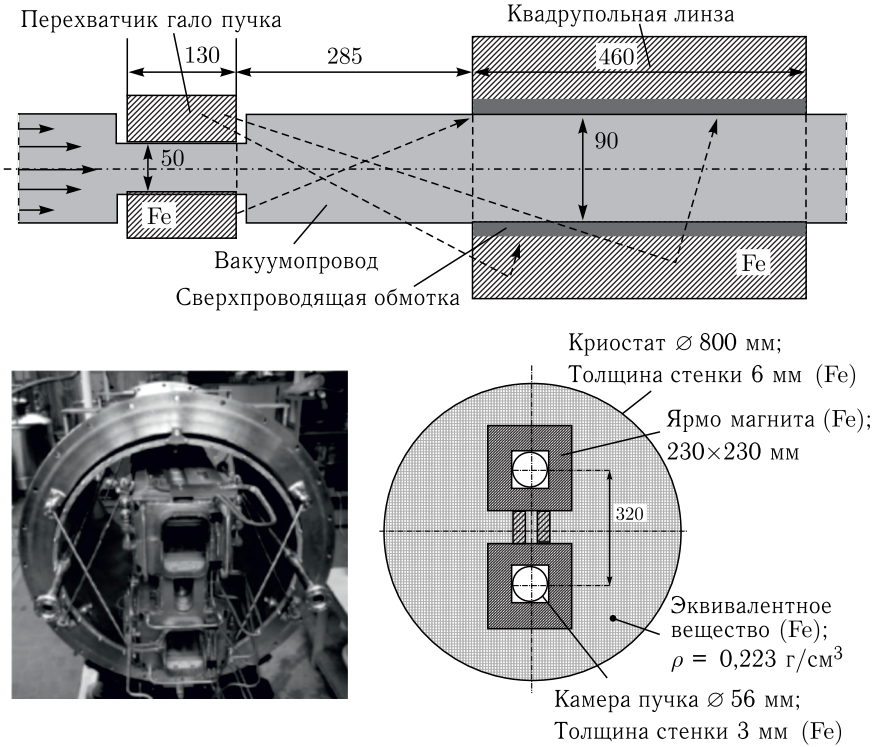


Рис. 63. Геометрия части кольца коллайдера NICA

4.3. Методы понижения дисперсии

В задачах по физике защиты с глубоким проникновением частиц (10 и более длин свободных пробегов частиц в веществе) рассматривается небольшое количество частиц, доходящее в пространство за защитой, которого недостаточно для получения результатов с допустимой статистической погрешностью. Такой тип задач либо очень медленно сходится и требует больших вычислительных затрат даже с высокопроизводительными компьютерами, либо может приводить к неверным результатам. Для работы с таким классом задач применяются методы понижения дисперсии, которые искусственно увеличивают количество частиц в областях за защитой, чтобы достичь нужной выборки. Следует заметить, что результаты расчетов методом Монте-Карло подвержены погрешностям не только из-за стохастической природы метода. Кроме статистических погрешностей, необходимо также учитывать неабсолютную точность табулированных значений сечений

и погрешности, вызываемые несовершенностями математических моделей, интерпретирующих геометрию зоны.

В настоящее время разработано много способов понижения дисперсии, например моделирование по ценности и методы контроля популяций частиц, начиная с самых простых (ограничение энергии и типа прослеживаемых частиц, игнорирование трекинга частиц в объемах, которые не вносят значительного вклада в решение, и т. д.). В моделировании по ценности реальные физические процессы искажаются таким образом, чтобы события, которые представляют интерес для расчета, происходили более часто, чем это имеет место в действительности. Этот процесс регулируется с помощью функции ценности, а искажение реальных процессов затем компенсируется соответствующим выбором оценивающей случайной величины. К этому способу понижения дисперсии относится, например, метод вынужденных столкновений. В этом методе частицы делятся на испытавшие ядерное взаимодействие и не испытавшие. Испытавшую взаимодействие часть частиц вынуждают вступать в ядерные реакции внутри текущей ячейки. Часть частиц, не испытавших взаимодействия, существует внутри текущей ячейки и сохраняется в памяти до тех пор, пока они не выйдут за границу ячейки. Вес не испытавших взаимодействие частиц умножается на вероятность существования частиц внутри ячейки без ядерных реакций и равен $W = W_0[1 - \exp(-\Sigma d)]$, где W_0 — вес текущей частицы перед вынужденным взаимодействием; d — расстояние до границы ячейки в направлении движения частицы; Σ — полное макроскопическое сечение материала в ячейке. Провзаимодействовавшая часть частиц имеет вес $W = W_0 \exp(-\Sigma d)$, т. е. вес провзаимодействовавшей частицы умножается на вероятность взаимодействия в ячейке.

В методах контроля поколений используется расщепление частиц и «русская рулетка» для управления количеством событий, происходящих в различных областях фазового пространства. В малоценных областях желательно ограничивать количество цепочек случайных блужданий, так как их вклад в оценку мал, и они могут сильно увеличивать дисперсию расчета. Смысл рулетки в том, что в малоценных областях разыгрывается гибель частицы с некой вероятностью P . Чтобы при этом не произошло смещения результата расчета, вес уцелевших частиц увеличивается в $1/(1 - P)$ раз. В ценных областях, дающих основной вклад в оценку функционалов, желательно увеличивать число испытаний. Расщепление представляет собой противоположную процедуру, которая применяется, если частица движется в «нужном» направле-

нии, и заключается в расщеплении частицы на n одинаковых и независимых друг от друга частиц. Каждая из этих частиц имеет вес, равный $1/n$ веса материнской частицы. Вес регулируется так, чтобы решение задачи оставалось несмещенным. Существует также разновидность расщепления и «русской рулетки», называемая весовыми окнами, имеющими пространственную и энергетическую зависимости. Весовые окна можно задать вручную или воспользоваться генератором весовых окон (MCNP).

Подробное описание различных методов понижения дисперсии не входит в задачу настоящего изложения. Важно, что применение специальных методов позволяет абстрагироваться от несущественного при моделировании трудных ситуаций и значительно улучшить надежность расчетов, превратив их фактически в «бумажные» эксперименты, становящиеся незаменимыми в случаях невозможности проведения реальных физических экспериментов.

Глава 5

НАВЕДЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Персонал ускорителей подвергается воздействию ионизирующего излучения не только во время работы установок, но и в периоды их остановок по причине наведенной активности вещества ускорителей. Активация деталей ускорителей, а также внутренних стен обусловлена: 1) взаимодействием с веществом ядер, выбывших из процесса ускорения, что является определяющим фактором для активации вакуумных камер, 2) взаимодействием с веществом вторичного адронного излучения из вакуумных камер, определяющим активацию всех элементов ускорителя, расположенных вблизи камер и внутренних стен защиты. Наведенная активность (распад образовавшихся в результате ядерных реакций в веществе нестабильных ядер) появляется, если энергия частиц превышает порог ядерных реакций. Для заряженных частиц это возможно только при превышении кулоновского барьера ядер, а вот нейтроны могут активировать вещество при любых энергиях, поэтому их роль в активации вещества наиболее велика.

При облучении вещества медленными нейтронами (энергии до 100 эВ) сечение захвата нейтронов ядрами большинства элементов пропорционально $1/v$, т.е. уменьшается с возрастанием скорости нейтронов. Однако при вполне определенных энергиях нейтронов возникают так называемые резонансные состояния, при которых сечение реакции может принимать большие значения. Железо активируется тепловыми и эпитепловыми нейтронами значительно слабее, чем медь, а быстрыми нейтронами (более 3–5 МэВ) — несколько сильнее. В целом активация металлов быстрыми нейтронами (в основном, реакции (n, p) и (n, α)) менее значительна, чем эпитепловыми или тепловыми нейтронами (Cu и Ni составляют исключение). Активация алюминия быстрыми нейтронами обусловлена главным образом реакциями образования ^{24}Na и ^{26}Al .

При облучении быстрыми нейтронами сечение активации сильно зависит от их энергии. В общем для протекания (n, p) - и (n, α) -реакций необходимы нейтроны, обладающие высокой энер-

гией, хотя некоторые реакции вследствие большой экзотермичности протекают и с медленными нейтронами. Количество образующихся в веществе радионуклидов увеличивается с увеличением энергии облучающих его адронов. Так, при энергии протонов ~ 50 МэВ доступны только несколько ядерных реакций, в то время как при 3 ГэВ вся таблица Менделеева, по существу, доступна для образования ядер легче ядра-мишени.

Вещества с малым атомным весом в основном активируются слабее. На рис. 64 показана зависимость числа радионуклидов от периодов их полураспада.

Радионуклиды, имеющие короткий период полураспада, не представляют проблемы с точки зрения радиационной безопасности, поскольку уровни наведенной радиоактивности резко падают в первые минуты после отключения ускорителя. Главную опасность представляют средне- и долгоживущие радионуклиды, из-за

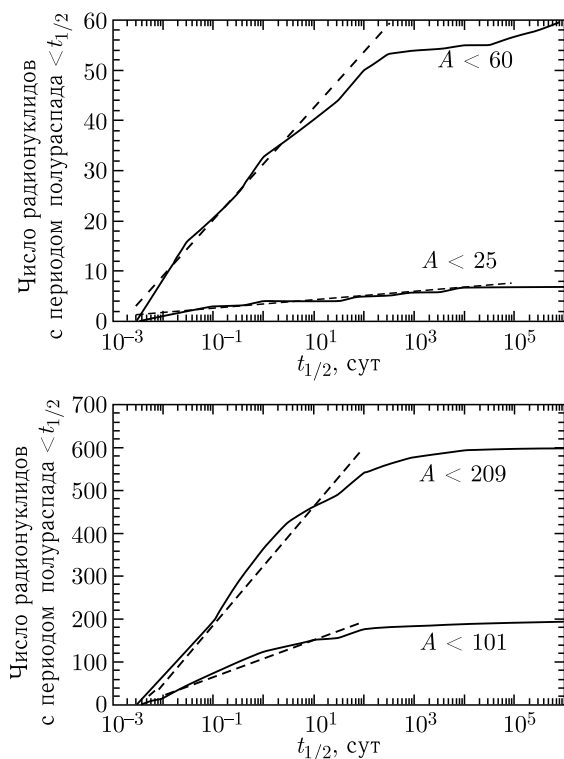


Рис. 64. Суммарное число радионуклидов, имеющих периоды полураспада, меньше отложенных по оси абсцисс, в зависимости от их атомного веса

которых наведенная активность на ускорителе будет накапливаться в процессе его эксплуатации.

При взаимодействии ускоренных ядер с веществом могут образовываться как нестабильные фрагменты ядра-снаряда, так и нестабильные осколки ядра-мишени. Результатом активации вещества является α - и β -излучение, а также сопутствующее γ -излучение. Уровень активации вещества зависит от типа, энергии ускоренных частиц и темпа их потерь при ускорении (пропорционального интенсивности пучка), энергии вторичного адронного излучения и элементного состава активизируемого вещества. Относительная важность конкретного радионуклида с точки зрения его вклада в мощность дозы зависит от его периода полураспада и от излучения, испускаемого при распаде.

На высокоэнергетических ускорителях активации могут подвергаться следующие материалы:

- 1) сталь различных марок (камеры, ядро элементов магнитной оптики, вспомогательное оборудование), реже медь и алюминий;
- 2) Nb, Ti в составе сверхпроводящих обмоток магнитной оптики;
- 3) азот, гелий и вода как хладагенты;
- 4) воздух внутри туннеля кольца ускорителя;
- 5) бетон защиты.

Сталь вакуумной камеры подвергается активации за счет взаимодействий с ней частиц, выбывших из ускорения (протонов или ядер). Сталь элементов магнитной оптики, хладагенты, воздух и бетон подвергаются активации за счет вторичного адронного излучения (вместо стали можно рассматривать железо без заметного снижения точности расчетов). Активацией сверхпроводящих обмоток можно пренебречь из-за малого количества материала.

Удельная активность a_i (Бк·см²/г) j -го радионуклида с $T_{j1/2}$, образующегося из вещества с атомной массой A в i -м элементе ускорителя с усредненным по энергии сечением активации σ_j (см²), облучавшимся потоком адронов F_j (адрон/с) в течение времени $t_{\text{обл}}$, составит после времени выдержки $t_{\text{выд}}$

$$a_{ij} = F_j N_A \sigma_{ij} (1 - \exp[-0,693 t_{\text{обл}} / T_{j1/2}]) \exp(-0,693 t_{\text{выд}} / T_{j1/2}).$$

Для получения полной активности элемента по каждому рассматриваемому радионуклиду необходимо умножить a_j на $d \cdot \rho$, т. е. на толщину активного слоя в г/см².

Сколько-нибудь надежный расчет удельной активации массивных блоков вещества, в котором развивается межъядерный каскад, и тем более расчет значений эффективной дозы γ -квантов на

расстоянии от них (β - и α -излучения радионуклидов в большинстве случаев не рассматриваются) возможен только с помощью программ транспорта излучений в веществе методом Монте-Карло. Высокая неравномерность распределения активности по толщине деталей делает нецелесообразной оценку их радиационной опасности по критерию средней удельной активности. Средняя удельная активность (Бк/кг) может оказаться невысокой из-за большой массы детали, а уровень мощности дозы γ -квантов на ее поверхности при этом будет весьма значителен.

Рассмотрим образование радионуклидов в перечисленных выше материалах на примере проектирования комплекса NICA на основе расчетов по программе GEANT4.

5.1. Активация металлов

На рис. 65 показаны результаты расчетов образования в толстой железной мишени нестабильных фрагментов ядра-снаряда ^{238}U с энергией 0,95 ГэВ/нуклон и фрагментов ядра-мишени (парциальных активностей), выполненных с помощью программы GEANT4 для сличения с экспериментальными данными. Радионуклиды с $A < 56$ являются большей частью фрагментами ядра-мишени. Радионуклиды с $A > 56$ обусловлены фрагментацией ядра-снаряда. Полная расчетная активность радионукли-

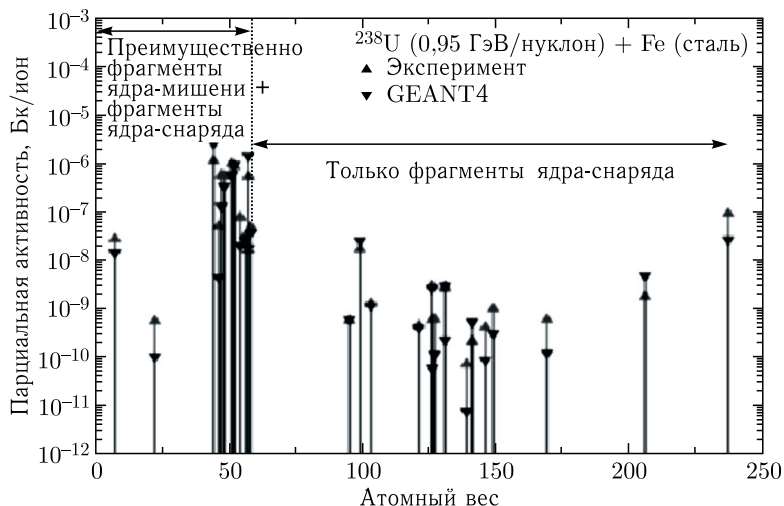


Рис. 65. Сравнение расчетных парциальных активностей радионуклидов, образующихся в толстой железной мишени при облучении ее ядрами урана с энергией 0,95 ГэВ/нуклон

дов с периодом полураспада более 2 сут в железе составила $5,93 \cdot 10^{-6}$ Бк/ион, измеренная — $5,01 \cdot 10^{-6}$ Бк/ион.

Результаты сличения подтверждают возможность применения кода GEANT4 для расчета активации вакуумной камеры коллайдера NICA с точностью, удовлетворительной для целей радиационной безопасности.

Для нержавеющей стали основной вклад в среднеживущую активность при бомбардировке ядрами урана дадут следующие

Таблица 4. Радионуклиды, дающие основной вклад в среднеживущую активность нержавеющей стали при облучении ее ядрами урана с энергией 1 ГэВ/нуклон

Нуклид	Период полураспада, сут	Нуклид	Период полураспада, сут
^7Be	53,44	^{57}Ni	1,503
^{44m}Sc	2,442	^{58}Co	70,8
^{46}Sc	83,8	^{99}Mo	2,751
^{47}Sc	3,422	^{103}Ru	39,35
^{48}V	15,971	^{121}Te	16,8
^{51}Cr	27,704	^{127}Xe	36,406
^{52}Mn	5,591	^{131}Ba	11,8
^{54}Mn	312,7	^{141}Ce	35,5
^{56}Co	78,76	^{206}Bi	6,243
^{57}Co	270,9	^{237}U	6,75

Таблица 5. Основные средне- и долгоживущие радионуклиды, образующиеся в железе и меди при облучении протонами и нейтронами

Нуклид	Период полураспада	Нуклид	Период полураспада
^{58}Co	71,3 сут	^{51}Cr	27,7 сут
^{56}Co	77,3 сут	^{57}Co	270 сут
^{55}Co	18,2 ч	^{60}Co	5,26 года
^{52}Fe	8,2 ч	^{65}Zn	245 сут
^{54}Mn	303 сут	^{62}Zn	9,13 ч
^{52}Mn	5,6 сут	^{57}Ni	36 ч
^{48}V	16 сут	^{59}Ni	75 лет
^{26}Al	$7,2 \cdot 10^5$ лет	^{64}Cu	12,7 ч
^{45}Ti	3,08 ч	$^{47}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Sc}$	4,54 сут
^{51}Cr	27,7 сут	^{55}Fe	2,74 года
^{44}Sc	3,93 ч	^{59}Fe	44,63 сут
^{44m}Sc	2,44 сут	^{52}Mn	5,6 сут
^{46}Sc	83,8 сут	^{54}Mn	303 сут
^{47}Sc	3,42 сут	^{63}Ni	100 лет
^7Be	53,4 сут		

радионуклиды, указанные в табл. 4. Основные средне- и долгоживущие радионуклиды, образующиеся в железе и меди при облучении высокоэнергетичными протонами и нейтронами, представлены в табл. 5.

Следует отметить, что активация некоторых сортов нержавеющей стали выше (до трех раз), чем активация чистого железа за счет содержащихся в стали присадок V, Ti, Ni, Cr. Средне- и

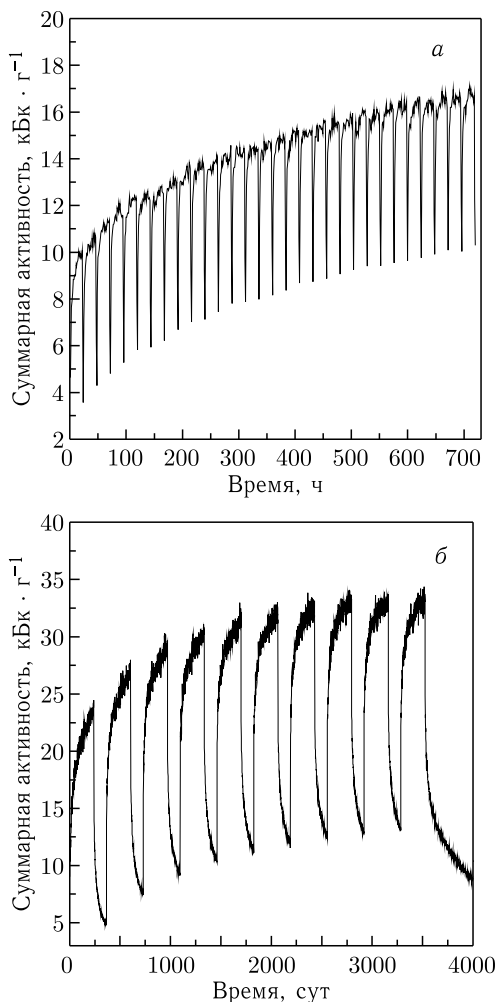


Рис. 66. Накопление удельной наведенной активности в скрепере коллайдера NICA за первый месяц его штатной работы (а) и за весь плановый срок эксплуатации (б)

долгоживущая активация Al обусловлена главным образом реакциями образования ^{26}Al , ^{22}Na и ^{24}Na (период полураспада ~ 15 ч). Алюминий слабо активируется тепловыми и промежуточными нейтронами, однако при энергии нейтронов более ~ 6 МэВ из-за образования ^{24}Na алюминий имеет среднеживущую активность, превышающую активность меди и железа. Активация дюралюминия из-за присадок значительно выше, чем у сплава АМЦ.

Таблица 6. Парциальные удельные активности радионуклидов в скрепере коллайдера после 1 мес. его работы и к концу срока его эксплуатации

Радионуклид	Удельная активность после 1 мес., Бк · кг ⁻¹	Удельная активность после 10 лет, Бк · кг ⁻¹	Допустимый уровень удельной активности для нерадиоактивных материалов, Бк · кг ⁻¹
^{35}S	$1,4 \cdot 10^4$	$2,45 \cdot 10^4$	10^5
^{38}Cl	$1,15 \cdot 10^4$	$1,17 \cdot 10^4$	10^4
^{42}K	$1,6 \cdot 10^4$	$1,65 \cdot 10^4$	10^5
^{43}K	$1,14 \cdot 10^5$	$1,15 \cdot 10^5$	10^4
^{45}Ca	$2,3 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^4$	10^5
^{47}Ca	$1,8 \cdot 10^3$	$4,2 \cdot 10^3$	10^4
^{46}Sc	$8,2 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^4$	10^2
^{47}Sc	$3,3 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^4$	10^5
^{48}Sc	$1,4 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	10^3
^{48}V	$2,3 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^5$	10^3
^{51}Cr	$2,8 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^5$	10^5
^{52}Mn	$4,5 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^5$	10^3
^{54}Mn	$3,8 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^5$	10^2
^{52}Fe	$2,55 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$	10^4
^{55}Fe	$4,2 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^6$	10^6
^{59}Fe	$4,1 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$	10^3
^{55}Co	$4,9 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^4$	10^4
^{56}Co	$2,4 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^4$	10^2
^{57}Co	$4,6 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^4$	10^3

Примечание. Жирным шрифтом и тенью выделены радионуклиды, активность которых в скреперах превысит допустимый уровень согласно ОСПОРБ-99/2010.

Наибольшими значениями наведенной активности будут обладать конструкционные элементы ускорителей, на которых происходят максимальные потери пучка ядер, в частности, скреперы (перехватчики гало пучка частиц — фактически толстые стальные мишени), устройства вывода пучка и т.д. Расчетная динамика накопления удельной наведенной активности в стальных скреперах коллайдера NICA показана на рис. 66 для двух временных интервалов работы коллайдера — первого месяца и всего планового срока эксплуатации (10 лет).

В расчетах предусмотрен следующий временной режим работы коллайдера: 22 ч работы в сутки (2 ч технический перерыв) в течение 8 мес. в году (4 мес. — профилактические работы).

Расчеты активации скреперов по программе GEANT4 позволили предсказать уровни парциальных удельных активностей радионуклидов к концу планового срока эксплуатации комплекса NICA (табл. 6).

Видно, что уже после короткого периода работы скреперы становятся радиоактивными деталями и требуют в дальнейшем обращения с собой, как с высокоактивными отходами. То же касается и других интенсивно облучаемых конструкционных элементов коллайдера, бустера и «Нуклотрона». Поэтому все выносимые из туннелей ускорителей детали и материалы следует подвергать радиационному контролю.

5.2. Активация бетона защиты

Активации будет подвергаться в основном внутренняя поверхность бетонных защит. Из относительно короткоживущих нуклидов, образующихся в бетоне под воздействием нейтронов, доминирует ^{24}Na . В бетоне присутствует ($\sim 1\%$ по массе) природный натрий (^{23}Na) в различных соединениях, и ^{24}Na образуется в результате реакции захвата тепловых нейтронов (основной канал с сечением $> 0,5$ б) и реакций деления. Кроме того, активация бетона в меньшей степени обусловлена образованием ^{22}Na , ^{34}Cl , ^{38}K , ^{45}Ca , ^{46}Ca , ^{54}Mn , ^{134}Cs , ^{60}Co . Вклад от наведенной активности бетона в общий фон на канале после остановки ускорителя достаточно велик и может стать сравнимым с дозой от активации металлических деталей ускорителя (при сравнительно коротких временах выдержки). Для снижения активации бетона применяют его облицовку плитами из слабоактивируемого материала (известняка, мрамора).

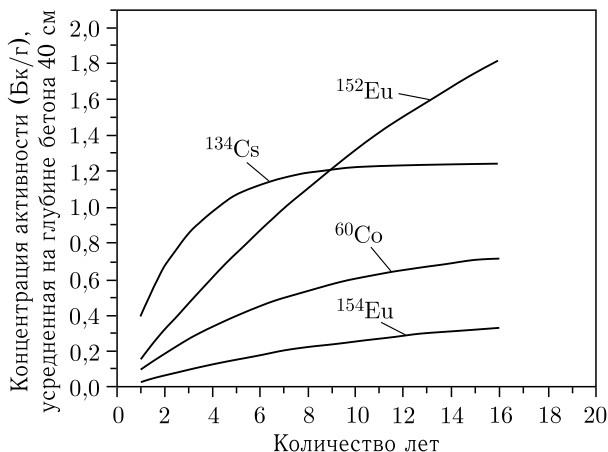


Рис. 67. Концентрация долгоживущих радионуклидов в бетоне защиты ускорителей

Следы присутствующих в бетоне стабильных европия, цезия и кобальта, а также кальция являются причиной долговременной активации бетона тепловыми нейтронами, формирующимися в его глубине. На рис. 67 показана многолетняя динамика накопления активности в 40-см слое бетона, облучаемого адронами широкого спектра энергий. В баритовом (тяжелом) бетоне долгоживущая активность дополняется также за счет ^{133}Ba и ^{137}Cs .

5.3. Активация хладагентов

Для охлаждения «теплых» элементов магнитной оптики в качестве хладагента используется очищенная вода, а для охлаждения сверхпроводящих магнитов применяются кипящие жидкий азот и гелий. Хладагенты циркулируют по замкнутым контурам, на отдельных участках которых происходит их активация вторичным адронным излучением. Образовавшиеся радионуклиды выносятся потоками хладагентов из зон облучения и поступают по контурам в технические помещения вне туннелей ускорителей, где возможно облучение персонала гамма-квантами, сопровождающими распад радионуклидов. Доза гамма-излучения от части контуров вне защиты ускорителей, т. е. там, где может находиться персонал, зависит также от общего объема хладагента, скорости его циркуляции в контуре, времени нахождения в зоне облучения и т. д.

При работе системы охлаждения гелием под действием тепловых нейтронов образуется тритий с периодом полураспада 12,3 го-

да, являющийся чистым β^- -излучателем с максимальной энергией электронов 18,6 кэВ. Поэтому контур циркуляции жидкого гелия не является источником внешнего облучения персонала.

В криостатах азот облучается потоками вторичного адронного излучения, возникающего вследствие потерь пучка ионов. В результате ядерных реакций в азоте могут образовываться несколько радионуклидов, из которых наиболее долгоживущими являются ${}^7\text{Be}$ ($T_{1/2} = 53,12$ сут), ${}^{10}\text{Be}$ ($T_{1/2} = 1,51 \cdot 10^6$ лет), ${}^{11}\text{C}$ ($T_{1/2} = 20,4$ мин), ${}^{14}\text{C}$ ($T_{1/2} = 5730$ лет), ${}^{13}\text{N}$ ($T_{1/2} = 9,96$ мин). Из них наибольший вклад в активность азота после облучения дают ${}^{11}\text{C}$ и ${}^{13}\text{N}$. Большинство образующихся нуклидов являются β^- -излучателями, а из долгоживущих нуклидов только ${}^7\text{Be}$ испускает гамма-кванты. При аннигиляции позитронов также испускаются гамма-кванты с энергией 0,511 МэВ.

Для охлаждения «теплых» магнитов используется дистиллированная вода в замкнутом контуре. Активация охлаждающей воды во многом зависит от ее чистоты. В проекте коллайдера NICA предусматривается использование в качестве охлаждения дистиллированной воды с удельной электропроводностью 200 кОм·см. В процессе облучения в воде могут образовываться следующие радионуклиды с периодом полураспада более нескольких минут (т. е. те, которые могут содержаться в баке-накопителе вне защиты ускорителя): ${}^{13}\text{N}$, ${}^{14}\text{O}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}$. Если же в воде содержатся примеси солей (особенно натрия) и минеральных веществ, то активация воды может идти также на тепловых нейтронах. Поэтому в контуры охлаждающей воды включаются также системы постоянной очистки воды: деионизаторы, фильтры смешанного действия, угольные, картриджные, ионно-обменные колонки. Известно, например, что изотоп Be эффективно устраняется из воды фильтрами на основе смол (до 99%).

5.4. Активация воздуха в туннелях

Радиоактивность воздуха в помещении ускорителя и в тех помещениях, куда выводятся пучки ускоренных частиц, обусловлена взаимодействием ионизирующих частиц с двумя компонентами воздуха: газовым и аэрозольным — дисперсной системой любых мелких твердых и (или) жидких частиц, находящихся в воздухе во взвешенном состоянии. Подавляющий вклад в активность воздуха дает газовая составляющая, масса которой на несколько порядков превышает массу аэрозолей даже при предельно допустимой величине запыленности помещения. По этой причине рассматривается активация только газового компонента воздуха. С практической

точки зрения важно накопление активности воздуха в кольцевых туннелях ускорителей и трактов пучков за время непрерывной работы ускорителя по двум причинам: внутреннего облучения обслуживающего персонала при работах внутри туннелей во время перерывов и внутреннего облучения населения за пределами санитарно-защитной зоны радионуклидами, выбрасываемыми в атмосферу из ускорителя системой вентиляции, применяемой для понижения активности воздуха в туннелях.

Вторичные адроны внутри туннелей взаимодействуют с воздухом ($^{14}\text{N} - 0,7596$; $^{16}\text{O} - 0,2369$; $^{40}\text{Ar} - 0,0034 + 5,5 \text{ г/м}^3 \text{ H}_2\text{O}$). При добавлении воды учитывается влажность воздуха (50%-я влажность при среднегодовой температуре 15°C и давлении 760 мм рт. ст.). При этом образуется большое количество радионуклидов в газообразной форме. В значимых количествах образуются сравнительно короткоживущие радионуклиды, приведенные в табл.7. При суточном сеансе работы ускорителя активности указанных радионуклидов (кроме ^3H и ^7Be) быстро достигают насыщения, и далее объемная активность воздуха в туннелях остается неизменной.

В таблицу не включены реакции с углеродом в составе углекислого газа, так как его массовое содержание в воздухе весьма мало (0,046 %, и, соответственно, массовое содержание углерода еще меньше — 0,013 %). Некоторые реакции активации кислорода,

Т а б л и ц а 7. Радионуклиды со значащими периодами полураспада, образующиеся в воздухе при облучении протонами и нейтронами. Тенью отмечены радионуклиды β^- -распадчики

Реакция	$T_{1/2}$	Реакция	$T_{1/2}$
$^{14}\text{N}(n, ^{12}\text{C})^3\text{H}$	12,32 лет	$^{40}\text{Ar}(p, X)^{22}\text{Na}$	2,6 года
$^{14}\text{N}(n, 2n)^{13}\text{N}$	9,96 мин	$^{40}\text{Ar}(n, X)^{32}\text{P}$	14,26 сут
$^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$	20,5 мин	$^{40}\text{Ar}(n, X)^{33}\text{P}$	25,34 сут
$^{14}\text{N}(n, 2n, d)^{11}\text{C}$	20,5 мин	$^{40}\text{Ar}(n, X)^{35}\text{S}$	87,3 сут
$^{16}\text{O}(n, 2n)^{15}\text{O}$	122 с	$^{40}\text{Ar}(p, X)^{35}\text{S}$	87,3 сут
$^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$	9,96 мин	$^{40}\text{Ar}(n, ^4\text{He})^{37}\text{S}$	5,06 мин
$^{16}\text{O}, ^{14}\text{N}(n, X)^{11}\text{C}$	20,5 мин	$^{40}\text{Ar}(n, p)^{40}\text{Cl}$	1,40 мин
$^{16}\text{O}, ^{14}\text{N}(n, X)^7\text{Be}$	53,3 сут	$^{40}\text{Ar}(2n, p)^{39}\text{Cl}$	0,93 ч
$^{16}\text{O}, ^{14}\text{N}(p, X)^7\text{Be}$	53,3 сут	$^{40}\text{Ar}(n, \gamma)^{41}\text{Ar}$	1,83 ч
$^{40}\text{Ar}(n, X)^{22}\text{Na}$	2,6 года	$^{40}\text{Ar}(p, T)^{38}\text{Cl}$	37,2 мин
		$^{40}\text{Ar}(p, X)^{11}\text{C}$	20,5 мин

азота и аргона также не включены в таблицу, так как отличаются либо очень малым периодом полураспада (т. е. не представляют реальной опасности для персонала, например ^{16}N , ^{17}N , ^{14}O), либо имеют очень большой период полураспада (т. е. малую активность, например ^{10}Be , ^{14}C и ^{36}Cl), либо имеют малое сечение реакции. Большинство реакций являются пороговыми (1–10 МэВ) и имеют максимум сечения вблизи порога. Исключением является реакция образования ^{41}Ar , эффективно идущая на тепловых нейтронах.

Приведем пример оценки активации воздуха в объеме кольцевого туннеля коллайдера NICA при штатных потерях пучков ядер ^{197}Au с энергией 4,5 ГэВ/нуклон, рассчитанной по программе GEANT4. В табл. 8 приведены значения парциальных активностей в насыщении радионуклидов, образующихся при активации воздуха вторичным адронным излучением внутри туннеля коллайдера. Результаты расчета приведены за двое суток его работы без учета воздухообмена в туннеле.

Таблица 8. Накопление в воздухе туннеля коллайдера значимых радионуклидов с $T_{1/2} > 5$ мин (парциальные удельные активности в насыщении Бк/см³) без вентиляции

Активность	Время, ч				
	22	24	46	48	$T_{1/2}$
^7Be	$2,60 \cdot 10^{-7}$	$2,60 \cdot 10^{-7}$	$5,17 \cdot 10^{-7}$	$5,17 \cdot 10^{-7}$	53,4 сут
^{11}C	$6,26 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	$6,26 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	20,5 мин
^{13}N	$3,58 \cdot 10^{-4}$	$8,51 \cdot 10^{-8}$	$3,58 \cdot 10^{-4}$	$8,51 \cdot 10^{-8}$	9,97 мин
^{15}O	$8,90 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-22}$	$8,90 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-22}$	122,2 с
^{22}Na	$7,63 \cdot 10^{-11}$	$7,63 \cdot 10^{-11}$	$1,52 \cdot 10^{-10}$	$1,52 \cdot 10^{-10}$	2,6 года
^{38}Cl	$3,76 \cdot 10^{-6}$	$4,02 \cdot 10^{-7}$	$3,76 \cdot 10^{-6}$	$4,02 \cdot 10^{-7}$	37,2 мин
^{41}Ar	$3,76 \cdot 10^{-6}$	$4,02 \cdot 10^{-7}$	$3,76 \cdot 10^{-6}$	$4,02 \cdot 10^{-7}$	1,83 ч
Сумма	$5,51 \cdot 10^{-4}$	$1,91 \cdot 10^{-5}$	$5,53 \cdot 10^{-4}$	$1,93 \cdot 10^{-5}$	

В целом суммарная активность воздуха будет медленно расти за счет накопления долгоживущих радионуклидов ^7Be и ^{22}Na (рис. 68). Активность остальных радионуклидов будет снижаться более чем на порядок за время ежедневного двухчасового перерыва.

Активация воздуха в туннелях ускорителей создает возможность облучения как внешнего, так и внутреннего персонала (главным образом через ингаляцию) при оперативных работах на тракте сразу же после отключения ускорителей. Поэтому в систему технических мер безопасности должна входить система принудительной вентиляции рабочих помещений, где могут в воздухе

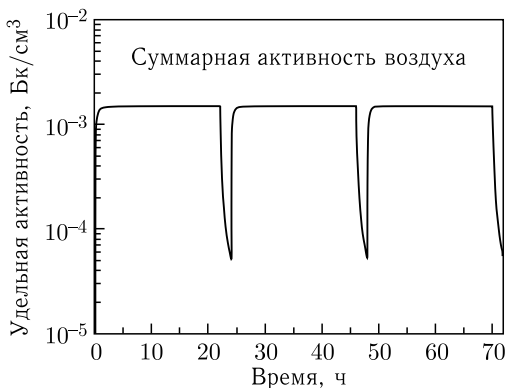


Рис. 68. Накопление удельной активности воздуха в туннеле коллайдера NICA без вентиляции

образовываться радионуклиды в газообразной или аэрозольной формах.

Оценка накопления в воздухе зала активности i -го нуклида (объемной концентрации радионуклида и объемной активности) за время работы ускорителя t с учетом не только распада нуклида с постоянной распада $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ ч⁻¹, но и выноса его из помещения через вентиляционную систему с кратностью обмена воздуха m в час, состоит в решении уравнения

$$A_i(t) = A_i^\infty \frac{\lambda_i}{\lambda_i + m} \{1 - \exp [-(\lambda_i + m)t]\},$$

где $A_i(t)$ — средняя активность (усредненная по объему помещения) i -го радионуклида через время t работы ускорителя при включенной вентиляции, λ_i — постоянная распада i -го нуклида (ч⁻¹), A_i^∞ — средняя величина этой активности в насыщении без вентиляции, m — кратность воздухообмена в час. Эта активность растет со временем и стремится при насыщении к значению

$$A_i(t) = A_i^\infty \frac{\lambda_i}{\lambda_i + m}.$$

Некоторые образуемые в воздухе радионуклиды нормируются по внешнему излучению (например ⁴¹Ag), другие — по внутреннему облучению (например ¹³N и ¹⁵O). Помимо вентиляции туннелей для ограничения облучения персонала может применяться при необходимости введение времени выдержки после выключения ускорителя перед разрешением доступа персонала внутрь туннелей.

5.5. Активация грунта под ускорителями

Активация грунта и подпочвенной воды за счет вторичных нейтронов, проникающих в грунт через фундамент ускорителя, актуальна только для сильноточных высокоэнергетических ускорителей, у которых можно ожидать плотность потока нейтронов высокой энергии в грунте более $\sim 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В целом почва — сравнительно слабоактивируемое вещество. Наиболее значимыми долгоживущими радионуклидами, определяющими активацию почвы, являются ^3H , ^7Be , ^{22}Na , ^{45}Ca , ^{54}Mn , ^{55}Fe . Из радионуклидов, играющих роль в загрязнении подпочвенных вод, можно рассматривать только ^3H в составе воды и ^{22}Na (образует хорошо растворимые соединения). Поскольку в результате активации грунта возможно последующее вымывание и миграция образовавшихся радионуклидов к различным водоемам, из которых осуществляется питьевой водозабор, при выборе площадки строительства ускорителя следует учитывать его удаленность от водозаборов. Как правило, вследствие малой скорости движения подпочвенных вод в плотных грунтах расстояние ~ 1 км является достаточным.

Для коллайдера NICA активация грунта под ним неактуальна.

5.6. Внутреннее облучение населения за границей санитарно-защитной зоны

Согласно действующим нормативам население не может подвергаться облучению от техногенных источников выше 1 мЗв/год (за вычетом естественного фона и медицинских облучений). При этом предел эффективной дозы для населения включает как внешнее облучение вида «skyshine», так и внутреннее облучение организма инкорпорированными радионуклидами. Значение предела дозы для населения представляет собой крайне малую величину, поэтому измерение непосредственно вклада ускорителя в радиационную обстановку за пределами санитарно-защитной зоны является весьма сложной задачей, так как уровень природного радиационного фона может составлять до 2,5–3 мЗв/год.

В гл. 3 было рассмотрено формирование полей излучения (нейтронов и гамма-квантов «skyshine») на больших расстояниях от ускорителя, обуславливающих внешнее облучение населения за пределами санитарно-защитной зоны. Данная глава посвящена внутреннему облучению населения радионуклидами, выбрасываемыми в атмосферу через систему вентиляции ускорителей. Общая

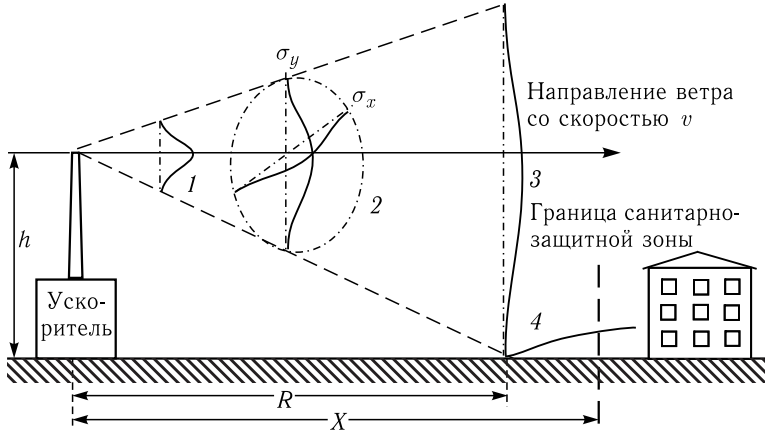


Рис. 69. Схема распространения факела выброса радионуклидов из ускорителя в атмосфере. 1, 2, 3 — последовательные этапы развития факела выброса; 4 — распределение выпадений на почве

схема образования условий внутреннего облучения населения за счет выбросов радионуклидов из ускорителя показана на рис. 69.

Салливан предложил приближенный подход к оценке концентрации радионуклидов на большом расстоянии от ускорителя. Согласно ему среднее сечение S облака выброса на расстоянии R от ускорителя может быть оценено как $S = \pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_x \cdot R^{2-n}$, где σ_y и σ_x — постоянные диффузии в X - и Y -плоскостях, а n — индекс, учитывающий турбулентность потока воздуха. В табл. 9 приведены (для примера) значения σ_y , σ_x и n при различных погодных условиях для $R = 30$ м.

Как видно из таблицы, средний радиус облака не сильно зависит от погодных условий ($\bar{d} \approx 5,7$ м). Тогда можно считать, что d на расстоянии X (границы санитарно-защитной зоны) равно $5,7X/30 \approx 0,19X$. При темпе выброса Q_i из ускорителя i -го долгоживущего радионуклида, распадом которого на пути X можно

Таблица 9. Параметры облака выброса при различных погодных условиях

Погодные условия	Параметры облака выброса			Средний радиус облака d , м
	σ_y	σ_x	n	
Очень неспокойные	1,46	0,01	-0,25	5,53
Неспокойные	1,52	0,04	0,14	5,83
Нейтральные	1,36	0,09	0,38	5,50
Спокойные	0,79	0,04	0,63	5,78

пренебречь, и скорости ветра v его средняя концентрация (активность) в облаке на расстоянии R составит $q_i = Q_i / (\pi R^2 \cdot v)$ (Бк/м³). Здесь Q — средний темп выброса активности радионуклида из ускорителя в атмосферу (Бк/с), v — среднегодовая скорость ветра (обычно погодные условия полагаются нейтральными со среднегодовой скоростью ветра ~ 2 м/с). При $d = h$ облако выброса начинает касаться земли и отражаться от нее, вследствие чего концентрация радионуклидов у земли удваивается. Предполагается также, что после этого места активность радионуклида равномерно распределена по облаку. Отсюда получаем среднюю концентрацию q_i на границе санитарно-защитной зоны:

$$q_i \approx \frac{18Q_i}{vX^2} \text{ Бк/м}^3.$$

С учетом распада радионуклида на пути X за время X/v получим

$$q_i \approx \frac{18Q_i \exp(-\lambda_i X/v)}{vX^2}.$$

Более точные результаты можно получить, используя отечественные или зарубежные специализированные программы переноса и рассеяния радионуклидов в атмосфере, разработанные для АЭС. В этих программах учитывается большое количество различных факторов, влияющих на концентрацию радионуклидов, и детально моделируются как погодные условия, так и местность вокруг радиационного объекта.

Глава 6

СРЕДСТВА РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ НА ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

Для радиационного контроля на высокоэнергетичных ускорителях основной проблемой является приборное обеспечение, что обусловлено очень широким энергетическим диапазоном нейтронов как основного вида излучений за защитами. Отечественной промышленностью выпускаются дозиметры нейтронов с рабочим диапазоном до 10–15 МэВ для обеспечения предприятий ядерной энергетики, а на ускорителях энергия нейтронов простирается на 11–12 порядков. Из-за этого проблема разработки дозиметров нейтронов высокой энергии, их производства и метрологии ложится на службы радиационной безопасности ускорителей. На западе в последние годы стали производить специализированные радиометры нейтронов высокой энергии, но они не внесены в Государственный реестр средств измерений РФ, определяющий официально разрешенные к применению в стране приборы.

Измерение амбиентной дозы нейтронов с энергией до нескольких гигаэлектронвольт в смешанных полях рассеянного излучения за защитами ускорителей — очень сложная задача по ряду причин. Во-первых, не существует детекторов, имеющих сравнимую чувствительность к нейтронам во всем диапазоне значений энергии от тепловой области до ГэВ-ной, поскольку механизмы взаимодействия нейтронов с веществом в этих энергетических диапазонах принципиально разные. Во-вторых, идентификация нейтронов должна проводиться в присутствии фона гамма-квантов и заряженных частиц, что затруднено, так как нейтроны высоких энергий сами по себе регистрируются посредством образования ими заряженных частиц в ядерных реакциях с веществом. В-третьих, практически невозможно обеспечить метрологическую поддержку нейтронным измерениям в широком энергетическом диапазоне из-за того, что доступных источников нейтронов с энергией более нескольких мегаэлектронвольт не существует. В-четвертых, приборы для радиометрии и дозиметрии нейтронов должны быть носимыми и автономными по питанию, т. е. легкими и сравнительно простыми в обслуживании.

Наиболее просто и с высокой эффективностью регистрируются потоки медленных нейтронов по реакциям радиационного захвата с большими сечениями и испусканием бета-частиц и гамма-квантов (Ag, Au, In) или заряженных частиц в результате развала составного ядра (реакции на ^3H , ^6Li , ^{10}B), а также по реакциям деления ядер $^{233,235}\text{U}$ и ^{239}Pu . Для выделения тепловых нейтронов с энергией $< 0,6$ МэВ традиционно используется кадмиевый экран. Быстрые нейтроны регистрируются обычно по протонам отдачи в водородсодержащих детекторах или же по реакциям деления ядер ($^{236,238}\text{U}$, ^{232}Th). Еще один способ регистрации быстрых нейтронов и нейтронов высоких энергий — предварительное их замедление (термализация) в водородсодержащем веществе с последующей высокоэффективной регистрацией медленных нейтронов. Нейтроны высоких и сверхвысоких энергий сначала конвертируются в быстрые через ядерные реакции с тяжелыми ядрами, затем быстрые нейтроны термализуются и, наконец, замедлившиеся нейтроны регистрируются одним из вышеуказанных методов. Таким образом, регистрация нейтронов широкого диапазона энергий сводится в конечном счете к их замедлению тем или иным способом и детектированию медленных нейтронов.

Для радиометрии нейтронов также применяются пороговые активационные детекторы, дающие оценку флюенса нейтронов с энергией выше порога реакций.

6.1. Многошаровой спектрометр нейтронов

В дозиметрии для нормирования облучения человека применяется понятие эффективной дозы, являющейся расчетной величиной. Однако ее значение можно определить путем свертки известного энергетического спектра нейтронов и рассчитанной на моделях антропоморфного фантома энергетической зависимости коэффициентов конверсии флюенс – эффективная доза. Для измерения спектра нейтронного компонента широкого энергетического диапазона в полях смешанного рассеянного излучения применяется многошаровой спектрометр (спектрометр Боннера). Конструктивно спектрометр состоит из набора водородсодержащих шаровых замедлителей разного диаметра и детектора медленных нейтронов малого размера внутри них. В основу метода положена зависимость длины замедления нейтронов в водородсодержащем веществе от их энергии, т. е. зависимость чувствительности спектрометра от размера замедлителей. Их шаровая форма обеспечивает изотропность регистрации нейтронов в полях рассеянного

излучения. В качестве детектора медленных нейтронов в разных модификациях прибора применяются тепловые активационные детекторы (Au, In), пары термолюминесцентных детекторов LiF с различным содержанием ${}^6\text{Li}$, сцинтилляторы LiI(Eu), малогабаритные ${}^3\text{He}$ -детекторы и др. В силу различных причин (малого размера детектора, дискриминации нежелательных событий, вычитания их вклада в показания детектора и т. д.) спектрометр фактически нечувствителен к гамма-квантам и заряженным частицам.

Как в любой косвенный метод измерений, в метод спектрометрии нейтронов многошаровым спектрометром входит (как неразрывная часть) способ обработки полученной информации. Этот спектрометр относится к классу приборов (методов), не имеющих энергетического разрешения в классическом смысле. Для замедлителей разного диаметра энергетические зависимости функций чувствительности (ФЧ) спектрометра имеют отличающиеся протяженные формы, т. е. спектрометр с разными замедлителями оочувствлен к нейтронам разных энергетических групп. Задача нахождения спектра нейтронов в месте измерений сводится к определению показаний спектрометра с замедлителями разного диаметра и последующего решения системы вырожденных интегральных уравнений Фредгольма первого рода, левая часть которых представляет собой показания N спектрометра с i -м замедлителем, а правая часть есть свертка искомого спектра нейтронов $\Phi(E)$ и ФЧ i -го замедлителя $R(E)$:

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) R_i(E) dE, \quad i = 1, \dots, m.$$

Восстановление спектра нейтронов $\Phi(E)$ по показаниям многошарового спектрометра относится к классу обратных задач, а их решение, в принципе, может быть неустойчивым или даже не существовать вообще. Проблемы восстановления спектров нейтронов методом решения систем интегральных уравнений лежат вне рамок настоящей книги. Достаточно сказать, что для этой цели разработано много методов с использованием различных математических подходов.

Фактически измерение спектров нейтронов многошаровым спектрометром является базовой методикой дозиметрии нейтронов на ускорителях в целях как оперативного радиационного контроля, так и стационарного (зонного). В ОИЯИ применяется спектрометр со сцинтилляционным детектором LiI(Eu) медленных нейтронов ($\varnothing 4 \times 4$ мм) и набором полиэтиленовых замедлителей диаметром

2, 3, 5, 8, 10, 12". Для расширения энергетического диапазона в область сверхвысоких энергий в набор замедлителей добавлен также гетерогенный замедлитель диаметром 10" со свинцовой шаровой вставкой диаметром 8 см внутри. Свинец служит конвертером сверхбыстрых нейтронов, т. е. образует вторичные нейтроны меньшей энергии за счет реакций spallation (расщепления). На рис. 70 показаны ФЧ многошарового спектрометра ОИЯИ, рассчитанные по программе MCNPX до 1 ГэВ.

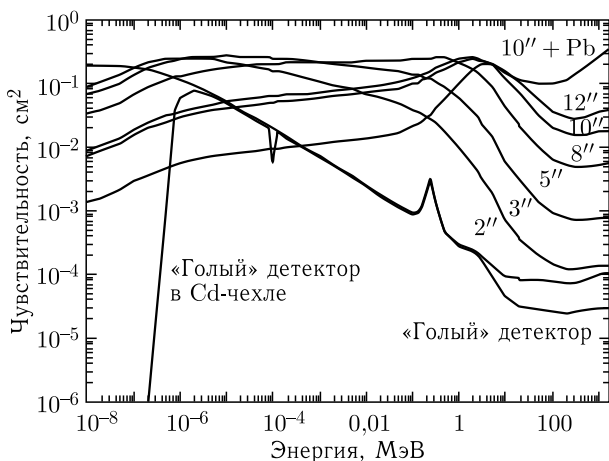


Рис. 70. Функции чувствительности многошарового спектрометра ОИЯИ

Поскольку интенсивность пучков на импульсных ускорителях может меняться во времени, измерение спектров при смене замедлителей обычно сопровождается мониторингом потока нейтронов независимым радиометром с последующим нормированием показаний спектрометра на показания монитора. В качестве монитора применяется ^3He -счетчик нейтронов в полиэтиленовом замедлителе. Восстановление спектров производится с помощью специальной программы, реализующей метод статистической регуляризации с использованием априорной информации.

Для возможности проведения измерений спектров нейтронов в полевых условиях в ОИЯИ разработан портативный автономный вариант спектрометра с монитором. На рис. 71 показаны для примера высокоэнергетичные спектры нейтронов в единицах летаргии, измеренные многошаровым спектрометром за защитами ядерно-физических установок ОИЯИ. Из-за того что спектр нейтронов представляет собой функцию, спадающую на несколько порядков,

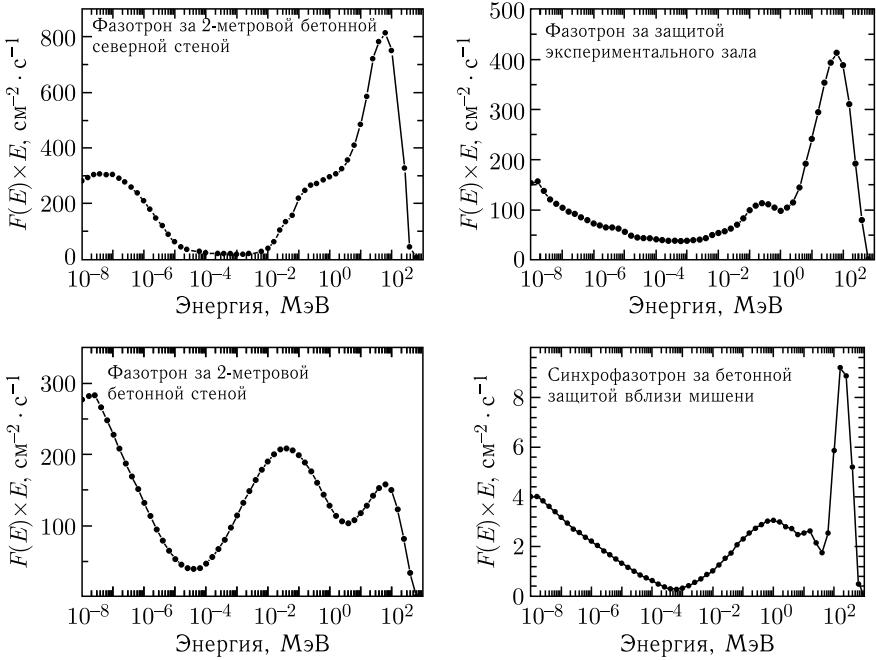


Рис. 71. Примеры спектров нейтронов высокой энергии за защитами ускорителей ОИЯИ

его представление обычно осуществляется в единицах летаргии ($\Phi(E) \times E$).

Спектры нейтронов за защитами имеют классическую форму, свидетельствующую о накоплении тепловых (10^{-8} – 10^{-7} МэВ), испарительных (10^{-1} –5 МэВ) и каскадных (~ 100 МэВ) нейтронов.

Нормирование измеренных спектров возможно в тепловой области по показаниям детектора тепловых нейтронов в кадмиевом чехле и без него, а также в области высоких энергий по показаниям порогового активационного детектора, например углеродного по реакции $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$. Дополнительно возможно введение в систему уравнений априорной информации о верхней энергетической границе нейтронного спектра.

На практике применяются разные вариации многошарового спектрометра. Например, на рис. 72 показаны ФЧ пассивного многошарового спектрометра ЦЕРН с индиевым детектором медленных нейтронов, имеющим экстремально высокое сечение реакции в области резонанса 1,46 эВ (26 000 б), а на рис. 73 — ФЧ ак-

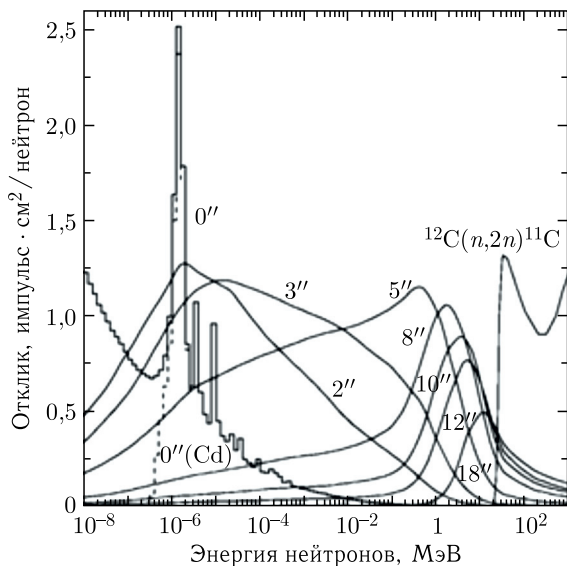


Рис. 72. Функции чувствительности спектрометра ЦЕРН с активационным индиевым детектором

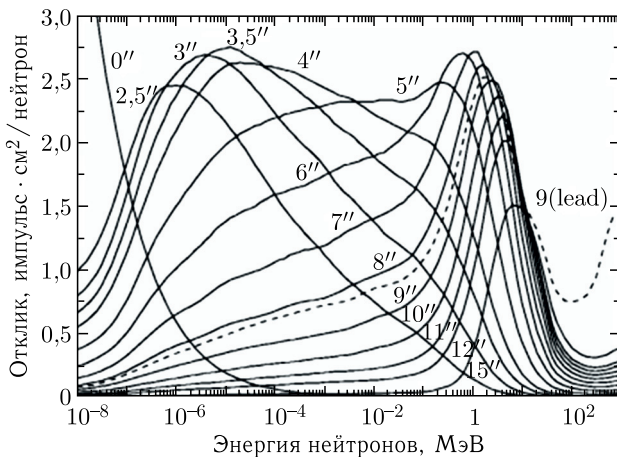


Рис. 73. Функции чувствительности спектрометра РТВ с малогабаритным сферическим ³He-счетчиком

тивного спектрометра РТВ (ФРГ, Брауншвейг) с малогабаритным сферическим ³He-счетчиком.

Для регистрации нейтронов в пассивном спектрометре ЦЕРН используется реакция радиационного захвата ¹¹⁵In(n, γ)^{116m}In.

Период полураспада ^{116m}In 54,1 мин. Распадные гамма-кванты 1,09 и 1,29 МэВ регистрируются сцинтилляционным гамма-спектрометром с кристаллом NaI(Tl) . Для регистрации нейтронов высоких и сверхвысоких энергий в состав спектрометра включается замедлитель диаметром 18" и пороговый углеродный детектор (его функция чувствительности приведена на рис. 72).

Активный спектрометр РТВ (рис. 73) со сферическим ^3He -счетчиком высокого давления имеет чувствительность примерно на порядок большую, чем спектрометр со сцинтиллятором LiI(Eu) . В него дополнительно включен замедлитель диаметром 9" со свинцовой вставкой.

Для определения эффективной дозы нейтронов по показаниям многошарового спектрометра за защитами высокоэнергетичных ускорителей необходимо знать энергетическую зависимость коэффициента конверсии флюенс – эффективная доза в диапазоне значений энергии по крайней мере до 1 ГэВ. К сожалению, отечественные нормы радиационной безопасности НРБ-99 декларируют эту зависимость для AP- и ISO-геометрий облучения только до 20 МэВ, но можно пользоваться данными публикации МКРЗ № 116, где эти зависимости приведены до энергии 10 ГэВ.

6.2. Приборы радиационного контроля на ускорителях

Измерение спектров нейтронов в полях излучения на ускорителях является достаточно сложной методической задачей и не может быть включено, например, в процедуру рутинных дозиметрических измерений. За рубежом для целей оперативного радиационного контроля нейтронов на высокоэнергетичных ускорителях разработаны несколько приборов (LINUS, WENDI, PRESCILA, NM500X и др.). Производители осторожно называют их neutron counter, rem-meter, rem-counter, neutron probe, избегая термина дозиметр. Обусловлено это плохой метрологической поддержкой измерений и достаточно большими погрешностями в некоторых энергетических диапазонах. Принцип работы всех указанных приборов схожий. Для замедления нейтронов используется цилиндрический или шаровой полиэтиленовый замедлитель с внутренним конвертером из свинца или вольфрама, а внутри находится детектор медленных нейтронов (BF_3 или ^3He -счетчик). Общая цель конструкции приборов – подобрать функцию чувствительности, максимально подобную энергетической зависимости дозы нейтронов. В этом случае показания прибора с соответствующим коэффициентом могут быть интерпретированы в терминах дозы. На рис. 74

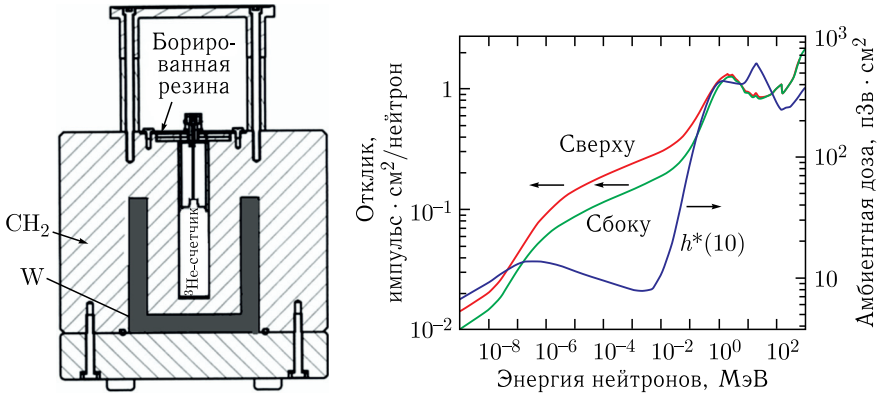


Рис. 74. Конструкция прибора WENDI-II и его функции чувствительности к нейтронам

приведена схема прибора WENDI-II (фирма Thermo Fisher Scientific, США) с рабочим диапазоном значений энергии нейтронов до 5 ГэВ и его функции чувствительности для вертикального и бокового облучений нейтронами в сравнении с амбиентной дозой.

Конечно, хорошего подобия ФЧ амбиентной дозе трудно ожидать при простой конструкции прибора, и в широкой области энергии нейтронов от 10^{-7} до 10^{-1} МэВ показания прибора существенно завышены (поэтому он называется *neutron meter*), но для целей оперативного радиационного контроля он вполне пригоден (общая масса 13,6 кг).

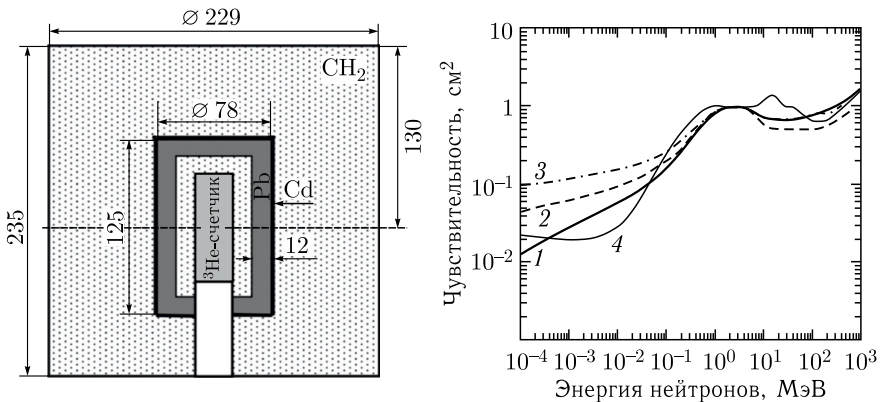


Рис. 75. Конструкция прибора ОИЯИ (слева) и сравнение его ФЧ (1) при боковом облучении нейтронами с аналогичными ФЧ приборов LINUS (2) и WENDI-II (3), а также с амбиентной дозой (4), нормированной при энергии 2 МэВ (справа)

В ОИЯИ также был разработан схожий прибор для оперативного радиационного контроля, но с кадмиевым экраном перед свинцовым конвертером для улучшения согласия ФЧ с амбиентной дозой в области промежуточных нейтронов (рис. 75).

Для стационарного (зонного) радиационного контроля в окружающей среде на границе санитарно-защитной зоны активные приборы применять невыгодно (так как там осуществляется интегральный годовой контроль), поэтому для него лучше применять схожие, но пассивные приборы, например, с парой термолюминесцентных дозиметров ТЛД-600 и ТЛД-700.

6.3. Активационные детекторы

Широкое применение в практике нейтронных измерений на ускорителях нашли активационные пороговые детекторы. К достоинствам активационных детекторов относятся:

- возможность регистрации нейтронов в сильных электромагнитных полях;
- нечувствительность к импульсному характеру излучений;
- изотропность;
- независимость показаний от мощности поля излучения.

В пороговых детекторах нейтронов используются реакции неупругого рассеяния (n, n'), реакции ($n, 2n$), (n, p), (n, α) и реакции расщепления, а также реакции деления. По результатам измерения активности радионуклидов, образованных в этих реакциях, можно определять флюенс нейтронов выше порога, вклад в него разных энергетических групп и даже энергетический спектр нейтронов. Реакции с порогами более нескольких мегаэлектронвольт, пригодные для использования в интенсивных полях нейтронов на высокоэнергетичных ускорителях, приведены в табл. 10.

В таблицу не включены реакции типа (n, xn) для $x = 4-12$ на ^{197}Au и ^{209}Bi с порогами до 85 и 88 МэВ соответственно.

Примеры сечений некоторых реакций показаны на рис. 76.

Среди перечисленных реакций выделяется реакция $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, имеющая слабую энергетическую зависимость в широком диапазоне значений энергий нейтронов более 20 МэВ и по этой причине часто используемая для оценки флюенса высокоэнергетичных нейтронов. Однако пользоваться углеродсодержащим активационным детектором надо осторожно, а именно в полях смешанного излучения с заведомо малым вкладом заряженных частиц, так как сечение этой реакции с протонами и π -мезонами превышает сечение с нейтронами (рис. 77).

Таблица 10. Активационные детекторы с порогами реакций выше 1 МэВ

Детектор	Реакция	E_n , МэВ	$T_{1/2}$	Детектор	Реакция	E_n , МэВ	$T_{1/2}$
C^{12}	$(n, 2n)$	20,3	20,5 мин	^{56}Fe	(n, p)	2,1	2,6 ч
C^{12}	$(n, spall) ^7Be$	30	53,6 сут	^{58}Ni	$(n, 2n)$	12,6	38 ч
N^{14}	$(n, 2n)$	11,3	10,1 мин	^{59}Co	$(n, 2n)$	10,6	70,8 сут
^{19}F	$(n, 2n)$	13,1	109,8 мин	^{59}Co	$(n, 3n)$	20	271,8 сут
^{23}Na	$(n, 2n)$	13	2,62 года	^{63}Cu	$(n, 2n)$	11	9,76 мин
^{24}Mg	(n, p)	4,9	14,8 ч	^{64}Zn	$(n, 2n)$	12	38,1 мин
^{27}Al	(n, α)	5,5	14,96 ч	^{90}Zn	$(n, 2n)$	12	78 ч
^{27}Al	$(n, spall) ^{22}Na$	25	2,62 года	^{92}Mo	$(n, 2n)$	13	15,9 мин
^{31}P	(n, p)	0,97	170 мин	^{93}Nb	$(n, 2n)$	9	10,2 сут
^{32}S	(n, p)	1	14,3 сут	^{115}In	$(n, 2n)$	8	49,51 сут
^{45}Sc	$(n, 2n)$	10	2,4 сут	^{121}Sb	$(n, 2n)$	9	15,89 мин
^{50}Cr	$(n, 2n)$	13,5	41,9 мин	^{197}Au	$(n, 2n)$	8,1	6,183 сут
^{51}V	(n, α)	11,5	44 ч	^{197}Au	$(n, 3n)$	14,8	186,1 сут
^{52}Cr	$(n, 2n)$	12,4	27,7 сут	^{209}Bi	$(n, 3n)$	14	31,55 лет
^{55}Mn	$(n, 2n)$	11,6	303 сут				

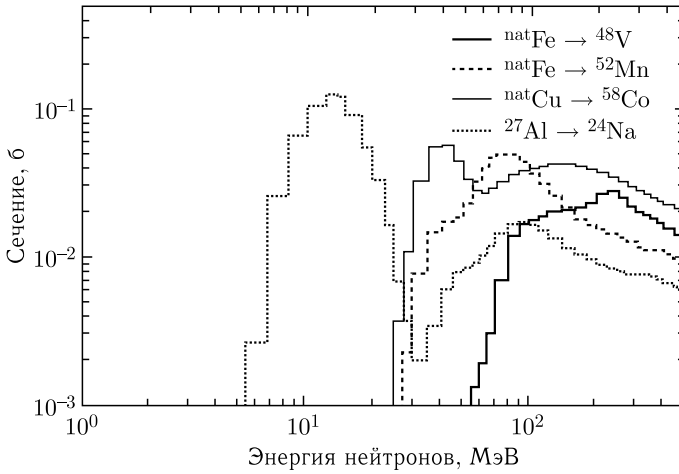


Рис. 76. Сечения некоторых пороговых активационных реакций

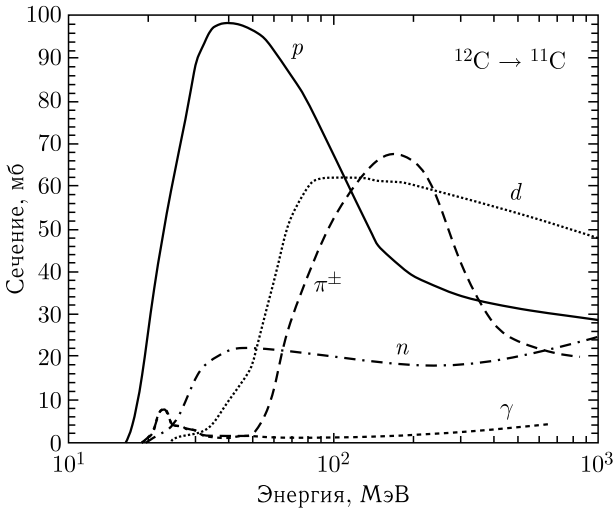


Рис. 77. Сечение реакций активации углерода

Для повышения чувствительности активационного детектора его делают либо из графита большого размера с использованием гамма-спектрометра, либо из углеродсодержащего пластического сцинтиллятора, спектр излучения которого можно непосредственно измерять на установке. В последнем случае при объеме детектора несколько литров возможно измерение мощности флюенса нейтронов с энергией более 20 МэВ на уровне нескольких единиц $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

6.4. Метрологическая поддержка измерений нейтронов в области высоких энергий

Метрологическое обеспечение нейтронных измерений базируется на единстве эталонных источников нейтронов и образцовых средств измерений. Для передачи точности измерений непосредственно к месту их проведения служат вторичные эталоны и организация поверки средств измерения (система передачи единицы физической величины от эталона к рабочим средствам измерений называется поверочной схемой).

В области дозиметрии нейтронов применяются плутоний-бериллиевые эталоны-источники для передачи единицы плотности потока, мощности эквивалента амбиентной и индивидуальной доз нейтронного излучения в условиях коллимированного пучка на основе изотопов $^{238}\text{Pu} + \text{Be}$ и $^{239}\text{Pu} + \text{Be}$. ^{239}Pu -Be-источники удобны из-за большого периода полураспада ($\sim 2,411 \cdot 10^4$ лет). Средняя энергия нейтронов в их спектре $\sim 4,2$ МэВ. В то же время значительная часть нейтронов за защитами высокоэнергетичных ускорителей имеет бóльшую энергию. Это означает, что градуировка и поверка дозиметров проводится в поле нейтронов, далеко от того, в котором может работать персонал. Данный факт побуждает к созданию на ускорителях опорных полей нейтронов высокой энергии для целей метрологической поддержки измерений.

Под опорным полем (ОП) подразумевается выделенная в пространстве (условно или физически) и детально исследованная область поля ионизирующих излучений с нормированными метрологическими характеристиками, которая в совокупности со средствами мониторинга представляет собой образцовую меру величин ионизирующего излучения для проведения метрологических работ. В ОП выполняются все необходимые исследования дифференциальных и интегральных характеристик поля и обеспечивается их воспроизводимость. Использование ОП предполагает градуировку в них рабочих средств оперативного и индивидуального дозиметрического контроля, организацию сличений различных методик и средств, исследования функций чувствительности дозиметров, радиометров и спектрометров нейтронов.

Подобные опорные поля нейтронов высокой энергии были созданы, например, в ЦЕРН за верхней бетонной защитой канала транспорта пучка протонов с энергией 120 ГэВ и на У-70 (ИФВЭ) на верхней бетонной защите экспериментального зала протонного синхротрона на энергию 70 ГэВ. На рис. 78 показано сравнение

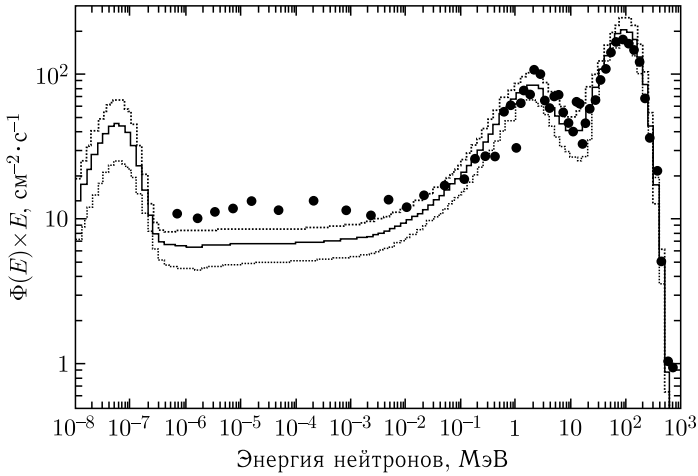


Рис. 78. Спектр нейтронов за верхней защитой экспериментального зала У-70 (гистограмма с коридором неопределенностей) в сравнении со спектром высокоэнергетичного опорного поля ЦЕРН (точки)

спектра нейтронов ОП ИФВЭ, измеренного многошаровым спектрометром на основе In-детектора и углеродным активационным детектором (гистограмма), и нормированного на него спектра нейтронов ОП ЦЕРН (точки). По форме спектров оба поля похожи, так как формируются в схожих условиях.

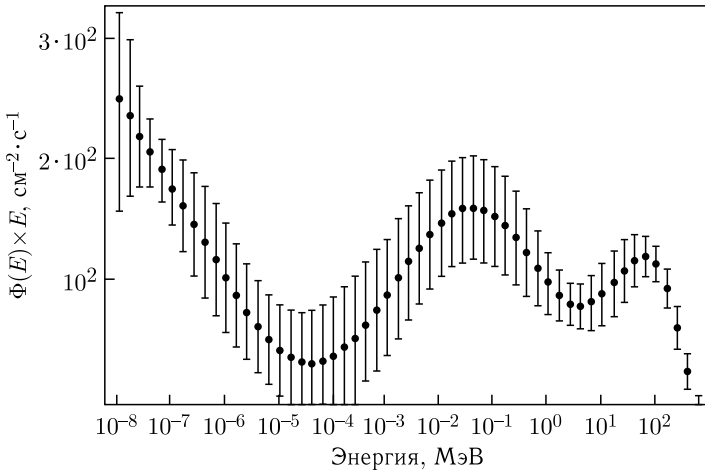


Рис. 79. Спектр нейтронов в опорном поле фазотрона ОИЯИ, нормированный на ток пучка протонов фазотрона 1 мкА

В ОИЯИ ОП нейтронов высокой энергии было создано за боковой бетонной защитой фазотрона на энергию протонов 660 МэВ (рис. 79). В совокупности с другими ОП нейтронов меньшей энергии (ОП в лабиринте цокольного этажа фазотрона, модифицированные ОП на базе ^{252}Cf -источника нейтронов) ОП нейтронов высокой энергии использовалось для градуировки средств измерения в широком диапазоне значений энергии.

6.5. Влияние импульсности излучения на показания средств радиационного контроля

Синхротроны принципиально являются импульсными источниками излучения. При быстром выводе частиц пучка из синхротрона частота следования макроимпульсов может достигать 100 Гц, а их длительность может быть от микросекунд до миллисекунд. При этом во временном распределении пучка имеется также микроструктура, связанная с его банчировкой. Даже в условиях медленного вывода пучка из ускорителя, когда частота вывода пучка составляет доли Гц, а макроимпульс растягивается практически равномерно на протяжении нескольких секунд, эта микроструктура пучка сохраняется. Обычно длительность интервала между банчами составляет 50–100 нс. Соответственно, пульсирующим в соответствии с макро- и микроструктурой пучка является и поле излучения от элементов тракта ускорения, хотя временная структура поля вторичных частиц несколько более «размазана» по сравнению с пучком из-за различий в скорости (энергии) вторичных частиц. Импульсность поля излучения большой интенсивности, например за тонкой защитой, может приводить к искажению показаний активных средств радиационного контроля. Так, часто применяемые в приборах радиационного контроля активные детекторы, например пропорциональные счетчики, страдают от эффекта наложения импульсов и пространственного заряда, что приводит к потерям в счете и, в конечном результате, к серьезным недооценкам флюенса и дозы нейтронов.

Замедлители, окружающие активные детекторы медленных нейтронов, уменьшают просчеты за счет разброса времени прихода в детектор диффузных нейтронов (рис. 80).

Число термализованных в замедлителе нейтронов, попадающих в центральный детектор, нарастает и снижается во времени экспоненциально, т. е. $\sim \exp(-t/\tau)$ с постоянной диффузии τ . В большинстве средств радиационного контроля нейтронов используются полиэтиленовые замедлители диаметром около 10'' или цилиндрические замедлители примерно того же объема. Значение τ меняет-

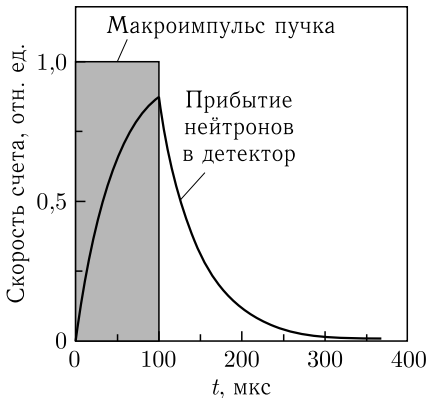


Рис. 80. Временное распределение моментов прибытия нейтронов в детектор для полиэтиленового замедлителя диаметром 7'' ($\tau \sim 50$ мкс) при длительности макроимпульсов пучка 100 мкс и частоте их следования менее 2 кГц

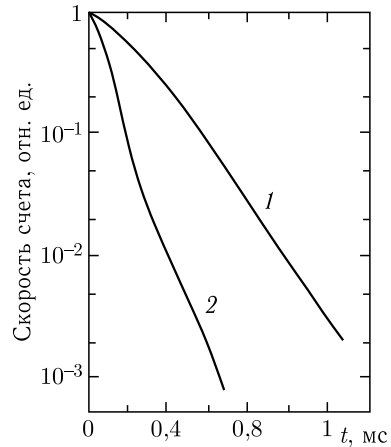


Рис. 81. Временное распределение скорости счета ^3He -детектора медленных нейтронов в полиэтиленовых замедлителях после окончания импульса вторичного излучения. 1 — шаровой замедлитель $\varnothing 11,8''$; 2 — цилиндрический замедлитель

ся от ~ 30 до ~ 140 мкс при изменении диаметра полиэтиленового замедлителя от 2 до 12'' (для цилиндрических замедлителей эта постоянная меньше — до 70 мкс). Временное распределение скорости счета ^3He -детектора медленных нейтронов в полиэтиленовых замедлителях после окончания импульса вторичного излучения показано на рис. 81.

Собственное мертвое время активных детекторов медленных нейтронов может составлять от одной до нескольких микросекунд, т. е., даже несмотря на размытие времени прихода нейтронов в них из-за диффузии в замедлителе, при больших скоростях счета часть импульсов может быть просчитана. Так, если детектор вместе с формирующей импульс электроникой обладает непродлевающимся мертвым временем 5 мкс, то при флюенсе регистрируемых нейтронов $5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ в отсутствие замедлителя ($\tau = 0$ мкс) он сосчитает только 80% нейтронов. Если этот детектор помещен в полиэтиленовый замедлитель диаметром 7'' ($\tau \sim 50$ мкс), то это улучшит ситуацию с просчетами и будет регистрироваться 88% нейтронов. Особенно важно это может быть при использовании многоканальных амплитудных анализаторов с большим мертвым временем для контроля формы спектра импульсов.

На Западе для работы в импульсных полях разработан нейтронный счетчик LUPINE, использующий пропорциональные ^3He -или BF_3 -детекторы. Его входная электроника основана на логарифмическом усилителе тока, а заряд, производимый в газовом объеме детектора, рассчитывается путем интегрирования тока по временной шкале, устанавливаемой пользователем. Общий заряд, деленный на средний заряд, ожидаемый при одном взаимодействии нейтрона с детектором, представляет собой количество взаимодействий, происходящих за время интегрирования тока.

При измерениях в высокоинтенсивных полях излучения предпочтительнее использование приборов с пассивными детекторами медленных нейтронов (термолюминесцентными или активационными). Чтобы можно было полностью игнорировать разброс количества частиц в макроимпульсах, период полураспада активируемого нуклида $T_{1/2}$ должен быть много больше длительности макроимпульса. Время облучения активационного детектора не имеет смысла делать больше двух периодов его полураспада $T_{1/2}$. При импульсном характере облучения, когда длительность цикла ускорителя $T = T_{\text{имп}} + T_{\text{паузы}} = 1/f$, где f — частота циклов ускорителя, активность детектора возрастает в периоды $T_{\text{имп}}$ и снижается в периоды $T_{\text{паузы}}$. В случае, когда $T_{1/2} \gg T$, рост и спад активности детектора в периоды $T_{\text{имп}}$ и $T_{\text{паузы}}$ происходит фактически линейно. Если к тому же разбросом интенсивности пучка в макроимпульсах можно пренебречь, то накопленную за n циклов ускорения активность детектора в насыщении A_n можно определить как

$$A_n = A_{\text{нас}} \frac{T_{\text{имп}}}{T} \left[1 - 2^{-\frac{nT}{T_{1/2}}} \right].$$

Здесь $A_{\text{нас}}$ — активность детектора в насыщении, соответствующая облучению детектора в период $T_{\text{имп}}$. Пусть $n = 2T_{1/2}/T$, а $T_{\text{имп}}/T = 0,5$ (например, как при медленном выводе пучка в «Нуклотроне»). Тогда $A_n = 0,375A_{\text{нас}}$.

При измерениях за толстой бетонной защитой вопрос импульсности рассеянного излучения не стоит остро, поскольку защита дополнительно разравнивает временную структуру поля излучения из-за различия длин транспорта нейтронов в протяженном объеме и их скоростей. К тому же загрузки детекторов медленных нейтронов при измерениях в относительно слабых полях за защитой невелики, что минимизирует возможные просчеты. Тем более этой проблемы не возникает при измерении дозы нейтронов «skyshine» на больших расстояниях от ускорителей.

Глава 7

АВАРИЙНЫЕ СИТУАЦИИ

Под радиационной аварией понимается потеря управления источником ионизирующего излучения, вызванная неисправностью оборудования, неправильными действиями работников (персонала), стихийными бедствиями или иными причинами, которые могли привести или привели к облучению людей выше установленных норм или к радиоактивному загрязнению окружающей среды. Ускорители являются полностью управляемыми генерирующими источниками ионизирующего излучения, отключение которых осуществляется мгновенно (персоналом или автоматически) при возникновении нештатной ситуации, что делает невозможным развитие аварии. По этой причине, а также по причине незначительности выбросов в атмосферу радионуклидов из работающего ускорителя загрязнение окружающей среды при авариях на ускорителях не происходит (тем более за границей санитарно-защитной зоны). Таким образом, население при радиационной аварии на ускорителе не может подвергнуться дополнительному облучению.

Как правило, информация о соответствии параметров ускорителя его штатной работе поступает в АСУ ускорителя по двум дублирующим каналам: от датчиков диагностики пучков ускоренных частиц и от датчиков АСРК (автоматизированной системы радиационного контроля) ускорителя, контролирующей в реальном режиме времени радиационную обстановку на нем.

На сверхпроводящих ускорителях, в частности на комплексе NICA, возможные аварийные ситуации связаны главным образом с отказами работы элементов магнитной оптики, что приводит к мгновенной высадке пучка ядер на деталях колец ускорителей или трактов транспортировки пучков. Причиной этого могут быть срывы состояния сверхпроводимости в «холодных» магнитах бустера, «Нуклотрона» и коллайдера и отключение питания «теплых» магнитов в трактах транспортировки пучков. Отключение магнитов приводит к мгновенному прекращению процесса ускорения ядер и отключению ускорителя. После этого ускоритель не работает в течение периода, необходимого для устранения причины срыва

сверхпроводимости. Расчеты показали, что высадка пучка при срыве сверхпроводимости в кольце коллайдера создаст разовую дозу сразу за защитой в районе высадки не более 0,053 мкЗв, что не приведет к переоблучению персонала.

Разгерметизация контуров теплоносителей на комплексе НИСА также не приводит к радиационному загрязнению помещений из-за их незначительной наведенной активности. Выбросы радиоактивности в окружающую среду (воздуха из технологических помещений ускорителей, содержащего радионуклиды) не подлежат радиационному контролю ни при штатной работе ускорителей, ни при возникновении аварийных ситуаций.

Незапланированное облучение персонала с превышением предела дозы на ускорителях возможно лишь при попадании персонала в зону запрета по причине ошибки в работе систем АСУ либо неверных действий самого персонала. Такие случаи хоть и крайне редки, но имеют место. Пример — облучение головы физика А. П. Бугорского в процессе подготовки эксперимента на пучке протонов У-70 в 1978 г. Случилось это по вине операторов смены ускорителя. Через голову А. П. Бугорского прошел один сгусток (импульс) протонов с энергией 70 ГэВ. Доза была гигантской, но облучение сугубо локальным. К тому же А. П. Бугорскому повезло — пучок прошел мимо жизненно важных отделов мозга. Он выжил, долго лечился и смог даже восстановиться настолько, что на некоторое время продолжил работу в ИФВЭ. Этот случай совершенно уникальный, так как ускорители как радиационные источники существенно менее опасны в сравнении с ядерной энергетикой или производством нестабильных изотопов.

Автор выражает глубокую признательность своему молодому коллеге И. С. Гордееву, некоторые расчеты которого по радиационной защите комплекса НИСА, опубликованные совместно с автором книги, приведены в настоящем издании.

Научное издание
ТИМОШЕНКО Геннадий Николаевич

**РАДИАЦИОННАЯ ЗАЩИТА
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ**

2022-3

Редактор *Е. В. Сабаева*
Компьютерная верстка *Т. А. Агишевой*
Обложка *В. О. Тамоновой*

Подписано в печать 26.04.2022. Формат 60 × 90/16.
Усл. печ. л. 7,0. Уч.-изд. л. 7,4. Тираж 135. Заказ № 60417.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/