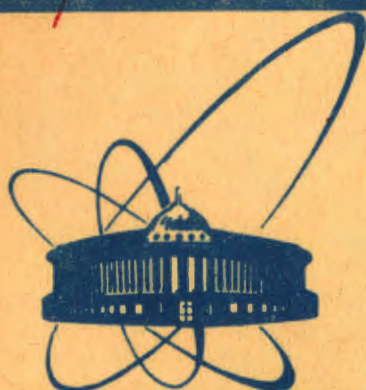


4523/82

20/IX-82



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

16-82-443

В.Е.Алейников, Г.Н.Тимошенко

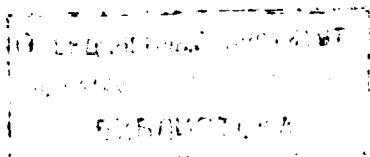
**ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ПОЛЕЙ ПРОТОНОВ,
ОБРАЗУЕМЫХ В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ
И ЗА ЗАЩИТОЙ УСКОРИТЕЛЕЙ
НА ЭНЕРГИИ ДО 1 ГэВ**

1982

Роль экспериментальных исследований в решении проблем защиты от излучений на ускорителях протонов за последние годы значительно возросла. Связано это с бурным развитием различных расчетных методов, характеризующихся большим разнообразием в подходе к решению задач распространения излучения в веществе и в используемых наборах ядерно-физических констант. По этим причинам, а также в силу ограничений расчетных методов, требующих идеализации поставленных задач, необходимой становится проверка адекватности расчетов экспериментам и определения "поля" погрешностей для каждого метода расчета. Большое значение приобретают экспериментальные исследования дифференциальных /по углу и энергии/ характеристик полей нуклонов за защитой, информация о которых необходима не только для наиболее полной проверки методов расчета, но также и для корректной интерпретации показаний дозиметров в этих полях.

Основным компонентом, определяющим радиационную обстановку за сплошной защитой ускорителей протонов на энергии до 1 ГэВ, являются нейтроны высоких энергий /более 20 МэВ/, поэтому главной целью расчетных методов, как правило, является получение данных о нейтронном компоненте полей излучения. Экспериментальные исследования дифференциальных характеристик полей нейтронов высокой энергии являются сложной задачей даже в случае простой геометрии эксперимента типа "Пучок протонов - толстая мишень"*. Трудности значительно возрастают при изучении дифференциальных характеристик нейтронов в рассеянных полях за защитой. Более удобным для экспериментальной проверки принципов и ограничений, заложенных в тех или иных методах расчета, является протонный компонент полей излучения. Целью работы является систематизация сведений по известным экспериментальным исследованиям, методам расчета полей излучений на ускорителях и сравнение данных, полученных этими методами, с имеющимися результатами измерений.

* Под "толстой" подразумевается мишень, в формировании поля излучений из которой начинает играть существенную роль межъядерный каскад.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ ПРОТОНОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Первые измерения дифференциальных по энергии плотностей потока /спектров/ протонов за защитой ускорителей были выполнены в 1974-1975 г. в Беркли ^{1/} на 184-дюймовом синхротроне и в Дубне ^{2/} на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. В последующие годы получены новые экспериментальные данные о дифференциальных характеристиках полей протонов.

Для проверки методов расчета необходимы эксперименты, выполненные в наиболее элементарных и типичных геометриях и допускающие простую идеализацию. Требования к постановке таких экспериментов достаточно полно изложены в работе ^{3/}. Все имеющиеся данные, как расчетные, так и экспериментальные, можно разделить на две группы. К первой относятся расчеты и эксперименты, выполненные при исследовании полей протонов, вылетающих из толстой мишени, облучаемой узким пучком протонов. Такая геометрия позволяет моделировать реальную радиационную обстановку, возникающую в районе мишенных станций и при взаимодействии пучков протонов с элементами конструкций ускорителя /линзами, магнитами, протонотодами и т.д./. Вторая группа исследований выполнена в геометриях, моделирующих радиационную обстановку за защитой ускорителей. Для этих геометрий характерно наличие пространственного /по поверхности защиты/ распределения дифференциальных /по углу и энергии/ плотностей потока протонов за защитой. Наиболее типичными являются ситуации, в которых на защиту падает излучение, генерируемое в толстой мишени. В этом случае, при достаточно большом расстоянии от мишени до защиты, первичное излучение можно моделировать плоским мононаправленным источником нуклонов.

В работе ^{4/} приведены результаты измерения двойных дифференциальных плотностей потока вторичных протонов в диапазоне энергий от 70 до 400 МэВ, вылетающих из стальной мишени толщиной 16 см под углом 90° при облучении ее пучком протонов с энергией 640 МэВ. Позднее теми же авторами получены спектры протонов за свинцовыми поглотителями толщиной 60 и 65 см, с размерами 70x40 см² и 40x40 см² под углами 0° и 15,7° соответственно, при энергии протонов пучка 640 МэВ ^{5,6/}. В работе ^{5/} исследовалось также пространственное распределение дифференциальных характеристик поля протонов по поверхности поглотителя под углом 0°. Измерения выполнены с помощью сцинтилляционного спектрометра по времени пролета. На рис.1 представлены спектры протонов из работы ^{5/}. В подобной геометрии с помощью ΔE-спектрометра был выполнен большой цикл измерений спектров протонов, генерируемых в мишенях, толщина которых несколько превышала

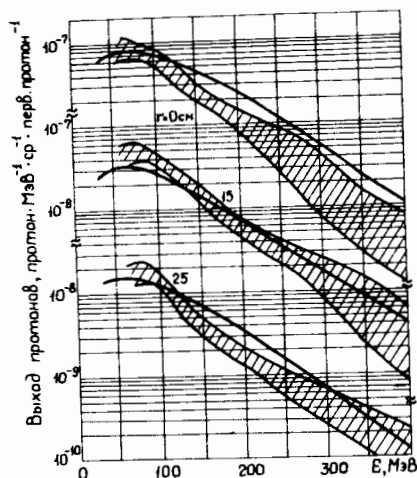


Рис.1. Выход протонов ^{5/}, испускаемых с поверхности свинцового поглотителя /680 г/см²/, на различных расстояниях r от оси пучка под углом 0° при облучении его протонами с энергией 640 МэВ. Заштрихованные участки – эксперимент, линия – расчет.

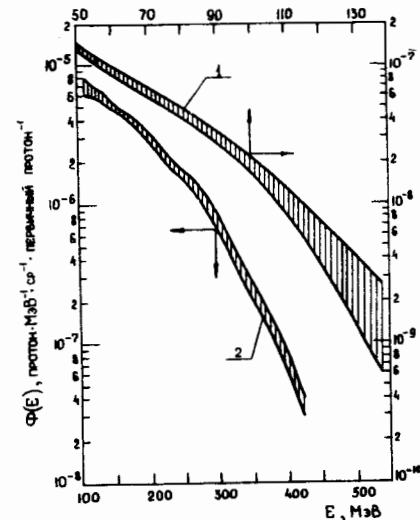


Рис.2. Спектры протонов ^{7,8/}, вылетающих под углом 0° из кобальтовой мишени толщиной 128 г/см², при облучении ее протонами с энергией 160 МэВ ^{1/}, и мишени толщиной 165 г/см² при облучении ее протонами с энергией 450 МэВ ^{2/}.

ионизационный пробег протонов пучка, ускоренных до энергии 160 и 450 МэВ ^{7,8/}. Некоторые результаты этих измерений приведены на рис.2.

Эксперименты по измерению дифференциальных по энергии плотностей потоков протонов за защитой 184-дюймового синхротрона ^{1/} в Беркли были проведены с помощью широкоапертурного спектрометра на основе искровых камер ^{9/}. В этих экспериментах источниками первичного излучения являлись внешняя и внутренняя мишени, установленные на пучке протонов с энергией 750 МэВ. Исследовались спектры протонов, вылетающих в телесный угол 3 ср. из 4-метровой бетонной защиты под углом 90° к направлению пучка протонов. К сожалению, результаты измерений опубликованы в относительных единицах и не полностью конкретизированы геометрии измерений, что значительно затрудняет использование этих данных для проверки методов расчета. Результаты измерений спектров протонов из работы ^{1/} приведены на рис.3.

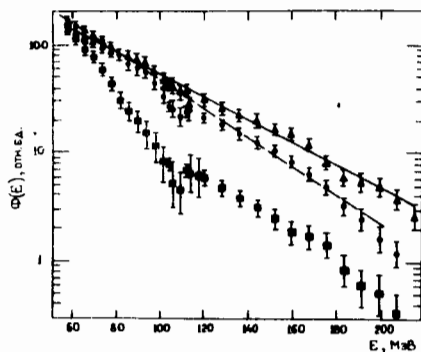


Рис.3. Спектры протонов ¹¹, измеренные за 4-метровой бетонной защитой: 1/ - при торможении пучка протонов с энергией 750 МэВ в бетонной ловушке (▲); 2/ - при торможении этого пучка в толстой медной мишени (●), а также за железным ярмом магнита и 3-метровой бетонной защитой при взаимодействии пучка протонов с энергией 670 МэВ с внутренней мишенью ускорителя (■).

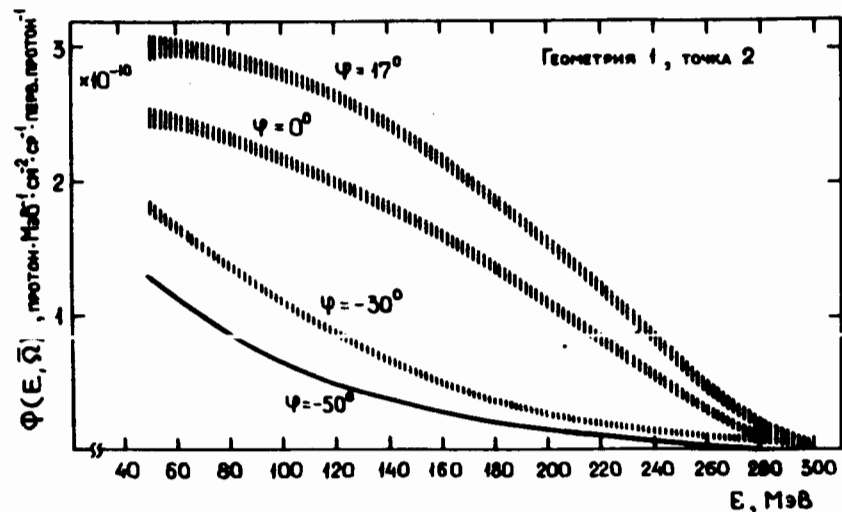


Рис.4. Дифференциальные по углу и энергии плотности потока протонов ¹¹ за 2-метровой бетонной защитой, облучаемой пучком протонов с энергией 630 МэВ, падающих на защиту под углом 30°.

Серия экспериментов выполнена за 2-метровой бетонной защитой синхротрона в Дубне^{10,11}. Источником являлся пучок протонов с энергией 640 МэВ, падающий непосредственно на защиту под углом 30° /геометрия 1/ и излучение, генерируемое пучком в толстой медной мишени, расположенной на расстоянии 4,8 м от защиты /геометрия 2/. ΔE-спектрометром измерялись двойные дифференциальные распределения плотности потока протонов /рис.4-6/ в нескольких точках поля /1,2,3/ на внешней поверхности защиты под углами 0°, 17°, 30°, 50° относительно

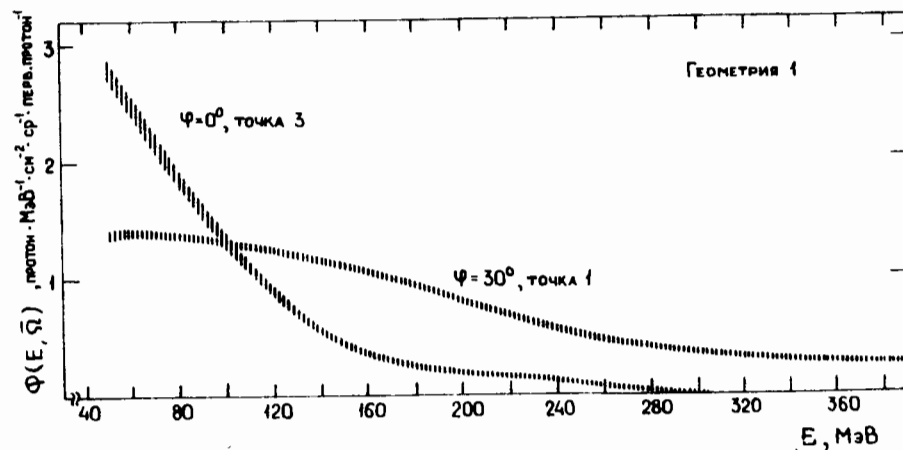


Рис.5. То же, что и на рис.4, но в других точках поля на внешней поверхности защиты.

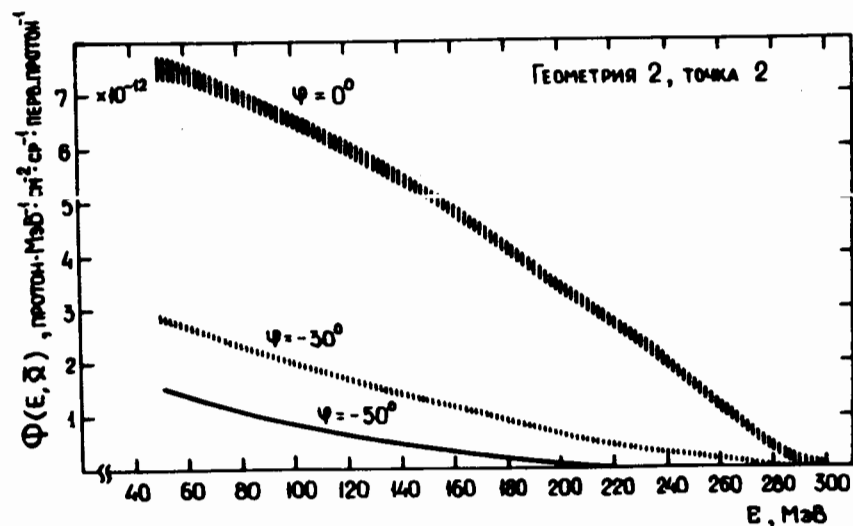


Рис.6. Дифференциальные по углу и энергии плотности потока протонов ¹¹ за 2-метровой бетонной защитой, облучаемой адронами с максимальной энергией 630 МэВ.

нормали к ней. Данные работы ¹¹ /приближенно скорректированы* с учетом вклада в показания спектрометра протонов с энергией,

* Коррекция выполнена совместно с А.Р.Крыловым.

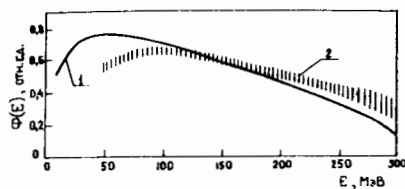


Рис. 7. Спектр протонов^{/2/}, измеренный за 4-метровой железной защитой, облучаемой адронами с максимальной энергией 660 МэВ^{/2/}, и расчетный спектр протонов^{/28/} за железной защитой толщиной 14λ, облучаемой нейтронами с энергией 300 МэВ^{/1/}.

меньшей принятого энергетического порога. Коррекция привела к уменьшению значений дифференциальных по энергии плотностей потока протонов вблизи порога. В работе^{/2/} этой же методикой измерен спектр протонов под 0° к внешней нормали 4-метровой железной защиты; источником являлось излучение, образованное в камере синхроциклотрона на энергию 680 МэВ. Результаты представлены в относительных единицах /см. рис. 7/, поскольку не определен источник падающего на защиту излучения.

Из приведенного обзора видно, что наиболее элементарными геометриями, удобными для расчета, обладает первая группа экспериментов^{/4,7,8/}. Вторая группа экспериментов^{/1,2,5,6,10,11/}, выполненных за защитой, не может претендовать на элементарность исходных для расчета параметров. Наиболее просто в некоторых методах расчета может быть смоделирован эксперимент, в котором пучок протонов падал непосредственно на защиту^{/5,6,10,11/}.

Среди использованных средств измерений наибольшей чувствительностью обладает спектрометр с искровыми камерами большого объема^{/9/}, который может успешно использоваться для экспериментов за толстой защитой, однако непригоден для измерения дифференциальных по углу плотностей потока протонов. Наименьшей чувствительностью характеризуется спектрометр по времени пролета^{/4-6/} из-за малости телесного угла регистрации частиц. Для исследований дифференциальных характеристик полей протонов за защитой пригодны E- или ΔE-спектрометры^{/2,7,8,11/}, причем последние обладают более широким рабочим диапазоном энергий протонов. Однако все используемые методики имеют порог по энергии регистрируемых протонов в диапазоне 50-70 МэВ, что не позволяет исследовать интересную область спектров, имеющую характерный спад при малых энергиях протонов, определяемый, в основном, ионизационными потерями их энергии. Эта низкоэнергетическая часть спектра особенно важна для определения вклада протонов в эквивалентную дозу нуклонов за защитой, поскольку с уменьшением энергии протонов растет максимальная удельная эквивалентная доза.

В таблице приведены сведения об экспериментальных исследованиях дифференциальных характеристик полей протонов на ускорителях, выполненных в период 1967-1980 гг.

| ИМ: Источники и геометрия | Метод | Угол вылета: Интеграл | Интеграция |
|---------------------------|-------|-----------------------|------------|
| пш: | | протонов | патура |
| 1: | 2 | 3 | 4 |

Таблица

| I. Эксперименты | | | |
|--|---|---|-----------------------------------|
| 1. Пучок протонов 160 МэВ, мишень: | | | |
| а) Со (14,4 см) | ΔE-спектрометр | 0° | |
| б) Си (3,6 см) | | 0°, 10° | (7) |
| в) В: (4,5 см) | | 10°, 135° | |
| г) Al (10,0 см) | | 10°, 45° | |
| д) H ₂ O (22,2 см) | | 10°, 45° | |
| е) С (10,2 см) | | 45° | |
| 2. Пучок протонов 450 МэВ, мишень: | | | |
| Со (18,5 см) | "- | 0° | (8) |
| 3. Пучок протонов 635 МэВ, мишень: | спектрометр по времени пролета | 90° | (4) |
| Fe (16,0 см) | | | |
| 4. Пучок протонов 640 МэВ, поглотитель: | "- | | |
| а) РВ (60,0 см) | | 0° | (5) |
| б) РВ (65,0 см) | | 15,7° | (6) |
| 5. Пучок протонов 640 МэВ, защита: бетон (200 см), угол падения протонов на защиту - 30° | ΔE-спектрометр | 0°, 17°, 30°, 50° | (11) |
| 6. Пучок протонов 640 МэВ, мишень: Си (30 см) + защита: бетон (200 см), угол падения адронов на защиту 30° | "- | 0°, 30°, 50° | (14) |
| 7. Камера ускорителя (адроны с E _{max} = 680 МэВ), защита: Fe (400 см) | "- | 0° | (2) |
| 8. Внутренняя мишень ускорителя (адроны с E _{max} = 670 МэВ), мишень + защита (Fe) + бетон (300 см) | E-спектрометр с искровой камерой | 90° | (1) |
| 9. Пучок протонов 750 МэВ, а) мишень: Си + защита: бетон (400 см) б) мишень + защита: бетон (300 см) | "- | "- | (1) |
| | | "- | |
| II. Расчеты | | | |
| 1. Плоский мононаправленный нейтрон 300 МэВ, защита: Fe (λ _ж = 14) | Решение кинетического уравнения | Интегральный по углам спектр | (28) |
| 2. Плоский мононаправленный нейтрон 400 МэВ, защита: а) Си (1, 16, 32, 48, 64, 80 см) б) РВ (57 см) в) AlO ₂ (126 см) нейтрон 600 МэВ, защита: а) Al (42, 126, 210 см) б) AlO ₂ (42, 210 см) | Решение кинетического уравнения | 0-30°, 30-60°, 60-90°, интегральный по углам спектр | (20) |
| 3. Плоский мононаправленный нейтрон 300, 600 МэВ, защита: Al, Си (44, 88, 132 см) | Аналитическое решение кинетического уравнения, метод Монте-Карло. | 0°, 45° | (25) |
| 4. Плоский мононаправленный нейтрон 600 МэВ, защита: Al (44, 132, 220 см) | "- | "- | Интегральный по углам спектр (26) |

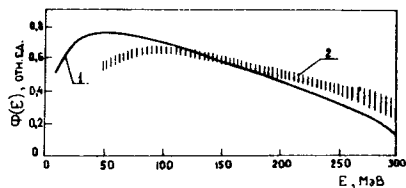


Рис.7. Спектр протонов^{/2/}, измеренный за 4-метровой железной защитой, облучаемой адронами с максимальной энергией 660 МэВ /2/, и расчетный спектр протонов^{/28/} за железной защитой толщиной 14λ, облучаемой нейтронами с энергией 300 МэВ /1/.

меньшей принятого энергетического порога. Коррекция привела к уменьшению значений дифференциальных по энергии плотностей потока протонов вблизи порога. В работе^{/2/} этой же методикой измерен спектр протонов под 0° к внешней нормали 4-метровой железной защиты; источником являлось излучение, образованное в камере синхроциклотрона на энергию 680 МэВ. Результаты представлены в относительных единицах /см. рис.7/, поскольку не определен источник падающего на защиту излучения.

Из приведенного обзора видно, что наиболее элементарными геометриями, удобными для расчета, обладает первая группа экспериментов^{/4,7,8/}. Вторая группа экспериментов^{/1,2,5,6,10,11/}, выполненных за защитой, не может претендовать на элементарность исходных для расчета параметров. Наиболее просто в некоторых методах расчета может быть смоделирован эксперимент, в котором пучок протонов падал непосредственно на защиту^{/5,6,10,11/}.

Среди использованных средств измерения наибольшей чувствительностью обладает спектрометр с искровыми камерами большого объема^{/9/}, который может успешно использоваться для экспериментов за толстой защитой, однако непригоден для измерения дифференциальных по углу плотностей потока протонов. Наименьшей чувствительностью характеризуется спектрометр по времени пролета^{/4-6/} из-за малости телесного угла регистрации частиц. Для исследований дифференциальных характеристик полей протонов за защитой пригодны E- или ΔE-спектрометры^{/2,7,8,11/}, причем последние обладают более широким рабочим диапазоном энергий протонов. Однако все используемые методики имеют порог по энергии регистрируемых протонов в диапазоне 50-70 МэВ, что не позволяет исследовать интересную область спектров, имеющую характерный спад при малых энергиях протонов, определяемый, в основном, ионизационными потерями их энергии. Эта низкоэнергетическая часть спектра особенно важна для определения вклада протонов в эквивалентную дозу нуклонов за защитой, поскольку с уменьшением энергии протонов растет максимальная удельная эквивалентная доза.

В таблице приведены сведения об экспериментальных исследованиях дифференциальных характеристик полей протонов на ускорителях, выполненных в период 1967-1980 гг.

| №: Источник и геометрия щ: | Метод | Угол вылета: протонов | Инте- ратура |
|-------------------------------|-------|--------------------------|-----------------|
| I : | 2 | 3 | 4 : 5 |

Таблица

| I. Эксперименты | | | |
|---|---|--|-----------------------------------|
| I. Пучок протонов 160 МэВ, мишень: | | | |
| а) Co (14,4 см) | ΔE-спектрометр | 0° | |
| б) Cu (3,6 см) | | 0°, 10° | (7) |
| в) Bi (4,5 см) | | 10°, 135° | |
| г) Al (10,0 см) | | 10°, 45° | |
| д) H ₂ O (22,2 см) | | 10°, 45° | |
| е) C (10,2 см) | | 45° | |
| 2. Пучок протонов 450 МэВ, мишень: | | | |
| Co (18,5 см) | "- | 0° | (8) |
| 3. Пучок протонов 635 МэВ, мишень: | | | |
| Fe (16,0 см) | спектрометр по времени пролета | 90° | (4) |
| 4. Пучок протонов 640 МэВ, поглотитель: | | | |
| а) Pb (60,0 см) | "- | 0° | (5) |
| б) Pb (65,0 см) | | 15,7° | (6) |
| 5. Пучок протонов 640 МэВ, защита: | | | |
| бетон (200 см), угол падения протонов на защиту - 30° | ΔE-спектрометр | 0°, 17°, 30°, 50° | (11) |
| 6. Пучок протонов 640 МэВ, мишень: | | | |
| Cu (30 см) + защита: бетон (200 см), угол падения адрионов на защиту 30° | "- | 0°, 30°, 50° | (11) |
| 7. Камера ускорителя (адрионы с E _{max} = 680 МэВ), защита: Fe (400 см) | | | |
| | "- | 0° | (2) |
| 8. Внутренняя мишень ускорителя (адрионы с E _{max} = 670 МэВ), мишень + защита (Fe) + бетон (300 см) | | | |
| | E-спектрометр с искровыми камерами | 90° | (1) |
| 9. Пучок протонов 750 МэВ, | | | |
| а) мишень: Cu + защита: бетон (400 см) | "- | "- | |
| б) мишень + защита: бетон (300 см) | "- | "- | |
| II. Расчеты | | | |
| I. Плоский мононаправленный, нейтроны 300 МэВ, защита: Fe (λ=14) | | | |
| | Решение кинетического уравнения | Интегральный по углам спектр | (28) |
| 2. Плоский мононаправленный, нейтроны 400 МэВ, защита: | | | |
| а) Cu (1,16,32,48,64,80 см) | Решение кинетического уравнения | 0-30°, 30-60°, 60°-90°, интегральный по углам спектр | (20) |
| б) Pb (57 см) | | | |
| в) Al ₂ O ₃ (126 см) | | | |
| нейтроны 600 МэВ, защита: | | | |
| а) Al (42,126,210 см) | | | |
| б) Al ₂ O ₃ (42,210 см) | | | |
| 3. Плоский мононаправленный, нейтроны 300, 600 МэВ, защита: Al, Cu (44, 88, 132 см) | | | |
| | Аналитическое решение кинетического уравнения, метод Монте-Карло. | 0°, 45° | (25) |
| 4. Плоский мононаправленный, нейтроны 600 МэВ, защита: Al (44, 132, 220 см) | | | |
| | "-" | "-" | Интегральный по углам спектр (26) |

Таблица /продолжение/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|-----------------------|------|
| 5. Точечный мононаправленный нейтрон 600 МэВ, защита: Ас (44,88, 132, 220 см). | - | - | - | (26) |
| 6. Точечный мононаправленный протон 640 МэВ, поглотитель: РВ (600см) | Последовательные столкновения | | 0° | (5) |
| 7. Плоский мононаправленный нейтрон с энергетическим спектром, равномерно распределенным по интервалу 3,68-660 МэВ, защита: бетон (500 г/см ²). | - | - | Интегральный по углам | (27) |
| 8. Плоский мононаправленный нейтрон со спектром, равномерно распределенным по логарифмической энергетической переменной от 3,68 МэВ до 10 ТэВ (спектр I/E), защита: бетон (500 г/см ²). | - | - | - | (27) |
| 9. Точечный мононаправленный протон 630 МэВ, мишень: Си (30см) + защита: бетон (200см), угол падения адронов на защиту 30°. | Монте-Карло + решение кинетического уравнения | | 0° - 30° 30° - 60° | (20) |

РАСЧЕТЫ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ

Расчет распространения межъядерного нуклонного каскада в защите ускорителей протонов на высокие энергии выполняется, в основном, методом случайных статистических испытаний /метод Монте-Карло/ [12-15] и с помощью решения приближенными методами системы кинетических уравнений, описывающих перенос излучения в веществе защиты [15, 16-20, 25-28].

Метод Монте-Карло позволяет рассчитывать дифференциальные характеристики поля излучения внутри и за защитой практически любой конфигурации и для сложных геометрий "Защита-источник". Однако существенным недостатком этого метода является экспоненциальный рост времени расчета на ЭВМ с увеличением толщины защиты. Причем для получения статистически достоверной информации о дифференциальных характеристиках поля протонов за защитой толщиной более нескольких длин до неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами вещества защиты требуется, по крайней мере, на порядок больше времени, чем для расчета тех же характеристик для поля нейтронов. Это связано с ограниченной величиной ионизационного пробега заряженных частиц в веществе.

Основными недостатками методов расчета, основанных на решении системы кинетических уравнений, являются: необходимость идеализации геометрии "Защита-источник" и введение упрощающих решение допущений.

Рис. 8. Сравнение расчетных спектров различной толщины за алюминиевой защитой при облучении ее плоским мононаправленным пучком нейтронов с энергией 600 МэВ; гистограмма - расчет методом Монте-Карло [15]; пунктирная линия - расчет из работы [26]; сплошная линия - расчет из работы [20].

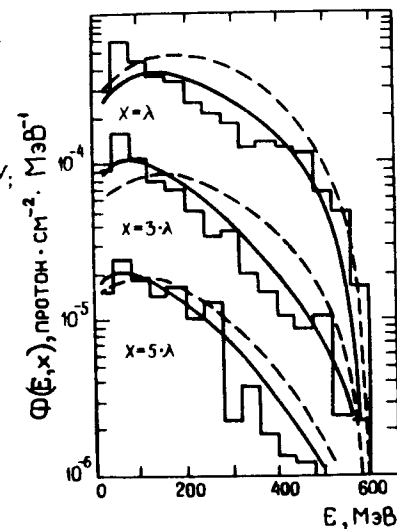
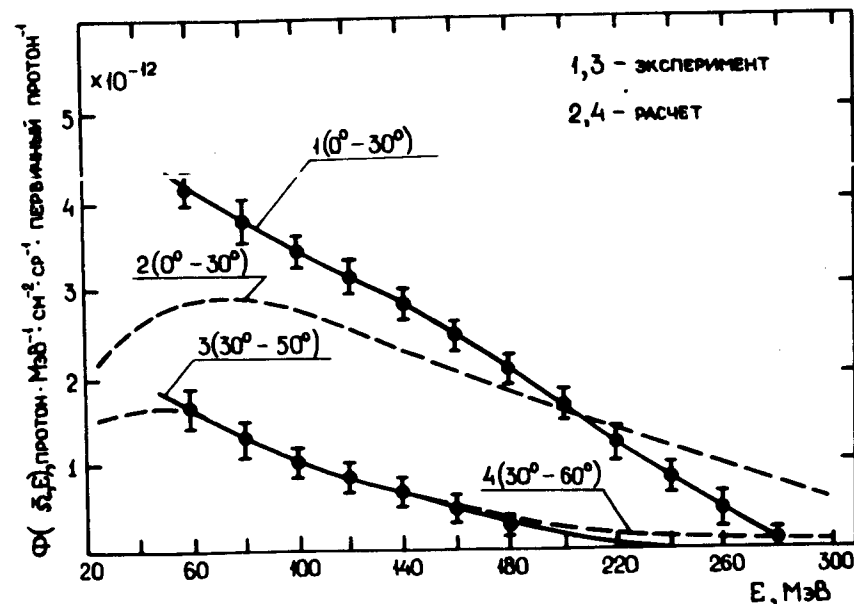


Рис. 9. Сравнение расчетных и экспериментальных спектров [20] за 2-метровой бетонной защитой в условиях, моделирующих падение на защиту плоского мононаправленного пучка адронов с максимальной энергией 630 МэВ. Спектры усреднены в указанных интервалах углов.



Ограниченность известной с необходимой точностью информации о двойных дифференциальных сечениях взаимодействия адронов высокой энергии с ядрами вещества защиты при расчете любым методом приводит к значительным погрешностям в результатах расчета характеристик поля излучения за относительно толстой защитой

ускорителей. В силу указанных причин результаты расчетов даже интегральных характеристик /не говоря уже о дифференциальных/ поля излучения за реальной защитой ускорителей, выполненные разными методами, значительно различаются между собой /см., например, ^{121/}/. Причины таких расхождений и погрешности расчетных методов в большинстве случаев количественно определить очень трудно.

В таблице приведена информация об имеющихся в литературе рассчитанных спектральных распределениях протонов. На рис.1,7-9 приведены некоторые из этих распределений. Как видно из рисунков, спектры имеют максимум в районе энергий менее 200 МэВ. При больших энергиях спектры протонов представляют собой монотонно спадающие функции. Наличие максимума в области низких энергий протонов обусловлено, в основном, двумя конкурирующими эффектами: преимущественным рождением низкоэнергетических протонов в адрон-ядерных взаимодействиях и увеличением вероятности поглощения в защите заряженных частиц с уменьшением их энергии из-за роста удельных ионизационных потерь энергии частиц.

На рис.8 приведены расчетные спектры протонов $\Phi(E,x)$ в защите из алюминия на глубинах λ , 3λ и 5λ /здесь λ - длина пробега до неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами/ для случая плоского мононаправленного источника нейтронов с энергией 600 МэВ на границе защиты. Расчеты выполнены методом Монте-Карло ^{15/}, с помощью решений системы кинетических уравнений приближенным аналитическим методом ^{19/} и методом последовательных столкновений ^{20/}. Наблюдается хорошее согласие по форме рассчитанных функций $\Phi(E,x)$; численные значения отношений расчетных и измеренных величин $\Phi(E,x)$, находятся в пределах коэффициента 3.

Точность того или иного метода расчета можно оценить, сравнивая расчетные величины с экспериментальными данными. Сравнение рассчитанных и измеренных спектров протонов выполнено в работах ^{27,20/} и представлено на рис.1 и 9.

В ^{27/} сравнение выполнено для случая, когда на свинцовый поглотитель толщиной 60 см падает узкий пучок протонов с энергией 640 МэВ. Рассчитанные спектры по форме правильно описывают экспериментальные данные, по абсолютным величинам наблюдается удовлетворительное согласие в пределах коэффициента 2. Расчеты спектров выполнены по программе, реализующей метод последовательных столкновений, примененный к расчету межъядерного нуклонного каскада в аксиально-симметричной геометрии ^{22/}. В качестве информации о двойных дифференциальных сечениях взаимодействия нуклонов с ядрами свинца использовалась система констант ^{23,24/}.

В работе ^{20/} сравниваются рассчитанные и измеренные ^{11/} спектрально-угловые распределения потоков протонов за двухметровой

бетонной защитой / $\rho = 2,4 \text{ г/см}^3$ / синхроциклотрона на энергию 680 МэВ, при падении на защиту излучения, образованного в толстой медной мишени узким пучком протонов с энергией 630 МэВ. Спектр нейтронов, образованных в мишени, рассчитывался методом Монте-Карло ^{15/}, а прохождение излучения через защиту - на основе решения системы кинетических уравнений в плоской геометрии ^{20/}. На рис.9 приведены измеренные и рассчитанные спектрально-угловые распределения потоков протонов с единичной поверхности защиты. Расчетные спектры протонов в угловых интервалах $0^\circ-30^\circ$, $30^\circ-60^\circ$ сравнивались с усредненными по этим интервалам измеренными спектрами ^{11/}, полученными с учетом углового распределения потока протонов ^{10/}, в предположении аксиальной симметрии углового распределения. Наблюдается согласие рассчитанных и измеренных величин в пределах коэффициента 2. Большинство расчетов выполнено для защиты, не превышающей 5λ, однако с ростом толщины защиты намечается тенденция к "ужесточению" спектра протонов. На рис.7 приведен спектр протонов, измеренный за железной защитой толщиной 3000 г/см², и спектр из работы ^{28/} за железной защитой толщиной 14λ, рассчитанный для плоского мононаправленного источника нейтронов с энергией 300 МэВ в приближении "Прямо-вперед". Спектры нормированы при энергии 140 МэВ. Видно, что расчет правильно описывает характер поведения спектра протонов, сформированного в подобных условиях.

ВЫВОДЫ

1. Сравнение расчетных и измеренных спектров протонов за защитой ускорителей и толстыми поглотителями показывает, что используемые методы расчета позволяют рассчитывать дифференциальные спектры протонов с точностью коэффициента 2-3.
2. В области энергий менее 200 МэВ в большинстве расчетных спектров за защитой имеется максимум, обусловленный, в основном, двумя конкурирующими эффектами: преимущественным рождением низкоэнергетических протонов в адрон-ядерных взаимодействиях и увеличением вероятности поглощения в защите заряженных частиц с уменьшением их энергии. При больших энергиях спектры монотонно спадающие функции.
3. Анализ экспериментальных данных по спектрально-угловым распределениям потоков протонов за защитой показал, что наиболее жесткие спектры протонов наблюдаются под углами, близкими к максимуму функции углового распределения потоков протонов, причем максимум в спектре сдвигается в область высоких энергий.
4. Для выяснения закономерностей формирования спектров протонов за защитой ускорителей необходимо дальнейшее получение

экспериментальной и расчетной информации, особенно для защиты большой толщины и в области возможных положений максимума спектра.

5. Для определения адекватности показаний дозиметров эквивалентной дозе в полях излучений за защитой ускорителей необходимо получение дальнейшей информации о спектрах протонов, особенно в области энергии менее 100 МэВ, поскольку протоны этих энергий могут приводить к значительному завышению показаний дозиметров, основанных на регистрации нейтронов по протонам отдачи /см., например, работу /29/.

Авторы благодарят М.М.Комочкова и А.Р.Крылова за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mamont-Ciesla K., Rindi A. LBL-3343, Berkeley, 1974.
2. Алейников В.Е., Гердт В.П., Тимошенко Г.Н. АЭ, 1976, 41, с.332.
3. Машкович В.П., Цыпин С.Г. АЭ, 1975, 38, с.398.
4. Серов А.Я., Сычев Б.С. В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1977, т.1, с.210.
5. Серов А.Я. и др. АЭ, 1980, 49, с.123.
6. Серов А.Я., Сычев Б.С. АЭ, 1978, 45, с.235.
7. Wachter J.W., Burrus W.R., Gibson W.A. Phys.Rev., 1967, 161, p.971.
8. Wachter J.W., Gibson W.A., Burrus W.R. Phys.Rev., 1972, C6, p.1496.
9. Rindi A. UCRL-19363, Berkeley, 1969.
10. Алейников В.Е. и др. Kernenergie, 1979, 22, p.416; ОИЯИ, P16-11891, Дубна, 1978.
11. Алейников В.Е. и др. АЭ, 1980, 49, с.188.
12. Барашенков В.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. АЭ, 1972, 32, с.123.
13. Coleman W., Alsmiller R. Nucl.Sci.Engin., 1968, vol.34, p.104.
14. Мохов Н.В. Препринт ИФВЭ 76-64, Серпухов, 1976.
15. Соболевский Н.М. ОИЯИ, Б1-2-5458, Дубна, 1970.
16. Alsmiller R. et al. Nucl.Sci.Engin., 1969, vol.36, p.251.
17. Гельфанд Е.К., Серов А.Я., Сычев Б.С. В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 1974 №20, с.136.
18. Алейников В.Е., Крючков В.П. ОИЯИ, P16-8177, Дубна, 1974.
19. Казарновский М.В. и др. АЭ, 1981, 50, с.190.
20. Алейников В.Е., Бескровная Л.Г., Крылов А.Р. В кн.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, 1981, т.2, с.163.

21. Алейников В.Е., Комочков М.М., Крючков В.П. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, т.2, с.226.
22. Серов А.Я., Гельфанд Е.К., Сычев Б.С. В кн.: Тезисы докл. Второй Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Изд-во МИФИ, М., 1978, с.28.
23. Гельфанд Е.К. и др. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Атомиздат, М., 1979, вып.18, с.160.
24. Серов А.Я., Сычев Б.С. В кн.: Ускорители заряженных частиц. Труды Радиотехнического института АН СССР, 1973, №14, с.173.
25. Казарновский М.В., Сержников С.В. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0077, 1978.
26. Казарновский М.В. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-033, 1980.
27. Гельфанд Е.К. и др. АЭ, 1980, 49, с.108.
28. Сычев Б.С. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Атомиздат, М., 1968, вып.8, с.44.
29. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, 16-81-103, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1982 года.

Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н.

16-82-443

Дифференциальные характеристики полей протонов, образуемых в толстых мишенях и за защитой ускорителей на энергии до 1 ГэВ

Систематизированы сведения об экспериментальных исследованиях дифференциальных /по углу и энергии/ характеристик протонного компонента полей излучения за толстыми мишенями и за защитой ускорителей протонов на энергии до 1 ГэВ, используемых для проверки методов расчета распространения межъядерного нуклонного каскада в веществе защиты ускорителей. Рассматриваются результаты сравнений расчетов и экспериментов; точность большинства расчетных методов по абсолютным величинам находится в пределах коэффициента 2+3.

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Alejnikov V.E., Timoshenko G.N.

16-82-443

The Differential Characteristics of Proton Fields from Thick Targets and Behind Shieldings of Proton Accelerators with Energy up to 1 GeV

The information about experimental researches of the proton differential (vs. angle and energy) characteristics from thick targets and behind shieldings of proton accelerators with energy up to 1 GeV has been systematized. These statistics are necessary for the examination of different methods of calculation of intranuclear-cascade in shielding matters. The results of comparing calculations with experiments are discussed. The accuracy of most of the calculation methods is within the coefficient limits 2+3.

The investigation has been performed at the Department of Radiation Safety and Radiation Researches, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.