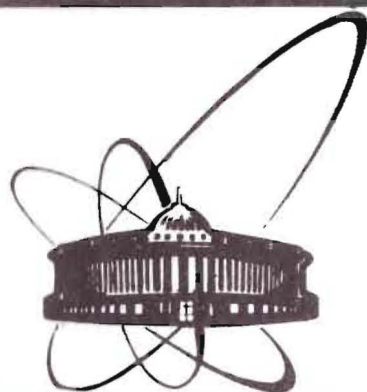


88-613



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

16-88-613

В.П.Бамблевский, А.Р.Крылов, Г.Н.Тимошенко

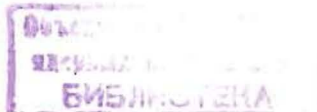
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ
ЗА ЗАЩИТАМИ КАНАЛОВ ТРАНСПОРТИРОВКИ
ПУЧКОВ ЛЕГКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1988

В последнее десятилетие в Объединенном институте ядерных исследований уделяется большое внимание развитию экспериментальной базы релятивистской ядерной физики. В 1990 г. планируется завершить реконструкцию синхрофазотрона в нуклотрон, способный ускорять ядра с массой более 200 а.е.м. до энергий 7 ГэВ/нуклон. Прорабатывается проект создания супернуклотрона на энергию ядер до 60 ГэВ/нуклон. Физика защиты на таких ускорителях имеет ряд особенностей, и специфика ядро-ядерных соударений и развития в этих условиях межъядерного каскада в веществе приводит к необходимости создания специальных методов расчета биологических защит, облучаемых пучками ускоренных ядер /геометрия ловушки/, либо вторичным излучением, генерируемым ядрами в мишенях /наиболее распространенная на ускорителях боковая геометрия/. В ОИЯИ для целей физики защиты разрабатываются в настоящее время две расчетные методики: феноменологическая модель описания дифференциальных сечений образования нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях в совокупности с полуэмпирическим методом расчета защит ^{1,2/} и комплекс программ, использующих модель фэйрстрик ядро-ядерных взаимодействий и различные способы решения систем кинетических уравнений переноса излучений в веществе ^{3-5/}. Для проверки методик расчета был выполнен ряд экспериментов на пучках легких релятивистских ядер синхрофазотрона по исследованию дифференциальных характеристик полей вторичного излучения вокруг толстых мишеней и полей рассеянного излучения за защитами ускорителя. Первая группа экспериментов подробно описана в работах ^{6-11/}. В настоящей работе приведены результаты защитных экспериментов, выполненных в трех различных геометриях при ускорении α -частиц и ядер ¹²C до энергии 3,65 ГэВ/нуклон.

За сплошной трехметровой защитой из обычного бетона ($\rho = 2,35 \pm 0,12$ г/см³) кабины экспериментаторов в измерительном павильоне был измерен флюенс адронов с энергией более 20 МэВ с помощью углеродсодержащего активационного детектора и флюенс нейтронов с энергией более 23 МэВ потокомером-дозиметром-спектрометром нейтронов высокой энергии /ПДС/ ^{12/}. На защиту падало вторичное излучение из толстой / \varnothing 10 см, толщина 13 см/ медной мишени, установленной в фокусе пучка F_3 . Мониторинг пучка α -частиц с энергией 3,65 ГэВ/нуклон, пада-



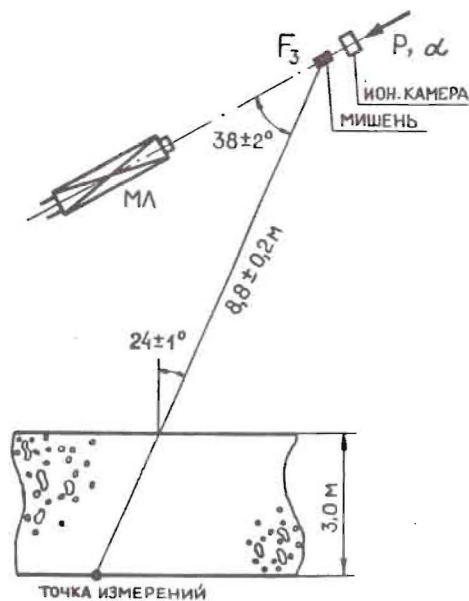


Рис. 1. Геометрия измерений за 3-метровой защитой кабины экспериментаторов.

ющего на мишень, осуществлялось многосекционной ионизационной камерой с погрешностью менее 10%^{9/*}. Геометрия измерений приведена на рис. 1. Данная геометрия характеризуется относительно небольшим /несколько процентов/ вкладом заряженного компонента во флюенс адронов за защитой, что обусловило хорошее согласие результатов измерений двумя различными методиками. Флюенс высокоэнергетических адронов в точке измерений составил $(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$ а·см⁻²·а-част.¹.

Для сравнения заметим, что

флюенс высокоэнергетических адронов в той же точке за защитой при облучении данной мишени протонами с энергией 3,65 ГэВ составил $(4,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-9}$ а·см⁻²·протон⁻¹^{13/}. Таким образом, флюенс и доза адронов в поле рассеянного излучения за сплошной боковой защитой, как и в полях вторичного излучения из мишеней^{14/}, приблизительно пропорциональны числу нуклонов ядра-снаряда /по крайней мере, для легких ядер/.

В районе фокуса F_5 канала ВП-1 транспортировки пучков в экспериментальном зале корпуса 205 синхрофазотрона измерялись флюенсы и спектры нейтронов в двух точках за сплошной боковой бетонной защитой толщиной 1 м. На пучке ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон устанавливалась толстая медная мишень /см. выше/. На рис. 2 показана геометрия измерений. Мониторинг пучка ядер осуществлялся активационными детекторами с использованием реакций $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, X)^{11}\text{C}$ и $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C}, X)^{18}\text{F}$; сечения реакций (57 ± 4) мб и $(17,1 \pm 1,7)$ мб соответственно^{5/}. В качестве относительного монитора за защитой использовался пропорциональный борный счетчик нейтронов с замедлителем. Флюенсы

* Доля примесных частиц с $Z/A = 0,5$ в пучках ядер не превышала 10%. Временная растяжка пучков составляла $0,35 \pm 0,4$ с.

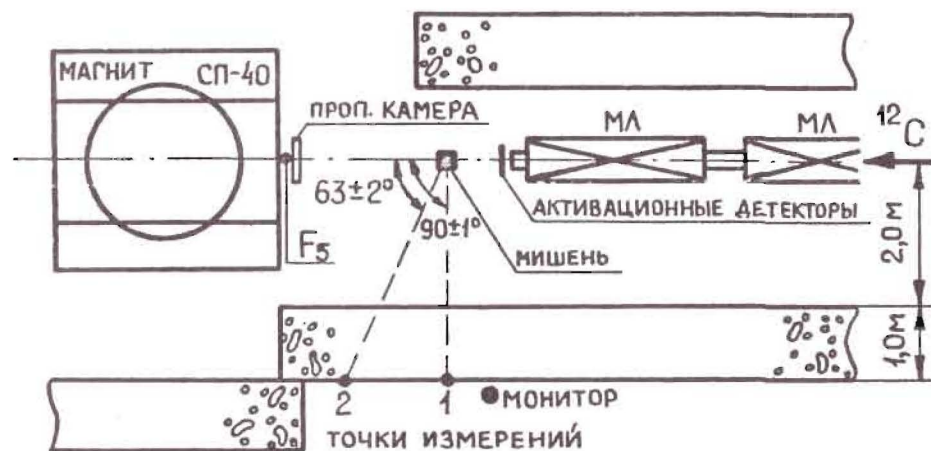


Рис. 2. Геометрия измерений за боковой защитой толщиной 1 м канала транспортировки пучков.

нейтронов с энергией более 20 МэВ за защитой измерялись углеродсодержащими активационными детекторами $\varnothing 15 \times 10$ см, а спектральные распределения нейтронов в широком диапазоне энергий - спектрометром Боннера^{15/} с набором из пяти сферических замедлителей. Восстановление спектров нейтронов по показаниям многосферного спектрометра с привлечением данных активационных детекторов проводилось методом статистической регуляризации^{16,17/}. Следует отметить, что в данной геометрии на защиту падало как вторичное излучение из мишени, так и излу-

Таблица

Значения флюенсов и эквивалентных доз адронов с энергией более 20 МэВ ($\phi_{>20}$ и $N_{>20}$), полученных по показаниям активационных детекторов и эквивалентных доз нейтронов широкого диапазона энергий (N_{tot}), полученных с помощью спектрометра Боннера за боковой бетонной защитой толщиной 1 м, облучаемой вторичным излучением из толстой мишени, бомбардируемой ядрами ^{12}C .

точка измерения	$\phi_{>20}$ а·см ⁻² ·ядро ⁻¹	$N_{>20}$ Зв·ядро ⁻¹	N_{tot} Зв·ядро ⁻¹
90°	$(2,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-8}$	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-15}$	$(2,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-15}$
63°	$(3,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-8}$	$(2,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-15}$	$(3,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-15}$

чение, рассеянное внутри канала транспортировки пучка. Однако вследствие того, что спектры рассеянного излучения существенно мягче спектров вторичного, вкладом рассеянного излучения в формирование поля за защитой можно пренебречь. Вклад в результаты измерений за защитой от фона, обусловленного потерями пучка вдоль тракта транспортировки до F_6 , учитывался с помощью отдельных измерений без мишени и составил менее 15%. В таблице приведены полученные значения флюенсов адронов и эквивалентных доз нейтронов, нормированные на 1 упавшее на мишень ядро ^{12}C /измерения под углом 90° проводились дважды в различных сеансах, и в таблице даны результаты, усредненные по обоим измерениям/.

Особое внимание было уделено измерениям характеристик поля рассеянного излучения за двухметровой локальной бетонной защитой /ловушкой/ канала бВ синхрофазотрона при падении на нее под углом, близким к нормали, относительно узкого пучка ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон. Геометрия эксперимента показана на рис. 3. Пучок интенсивностью $(1 \div 1,5) \cdot 10^7$ ядер $\cdot \text{с}^{-1}$ фокусировался по вертикали магнитной линзой, отстоящей от защиты на 12,5 м. Поворотный магнит был отключен. Угловое расхождение пучка оценивается \sim в 6 мрад. Помимо пучка на защиту падало вторичное /фоновое/ излучение из "ложных" мишеней /деталей регистрирующей аппаратуры/, сосредоточенных, в основном,

внутри магнита. Их суммарная толщина $\sim 6,5$ г/см²; материал - полистирол, пенопласт, дюралюминий. Относительное мониторирование осуществлялось пропорциональным борным счетчиком нейтронов, расположенных за защитой. Интенсивность пучка измерялась активационными детекторами с помощью реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, x)^{11}\text{C}$ /детекторы из полистирола $\phi 5,8 \times 1$ см³, $\phi 10 \times 0,1$ см³/ и термолюминесцентными детекторами ТЛД-700 на основе LiF фирмы Harshow / $0,31 \times 0,31 \times 0,09$ см³/, собранными в матрицы. С целью уменьшения разброса чувствительности ТЛД-700 предварительно от-

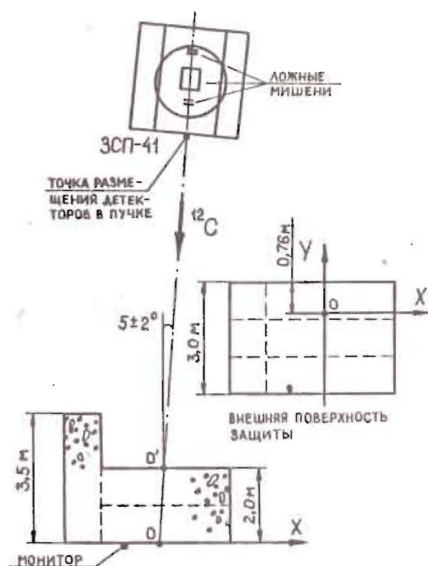


Рис. 3. Геометрия измерений за 2-метровой ловушкой пучка.

бирались по результатам их градуировки на ^{60}Co . Данные измерения проводились в пучке непосредственно за магнитом и на внутренней поверхности защиты в точке падения на нее пучка ядер /точка $0'$ /. На рис. 4 приведены распределения откликов ТЛД /показаний прибора Harshow-2000A в нанокюлонах/ по горизонтали и вертикали, характеризующие изображение пучка в точке $0'$. Для определения фоновой примеси адронов, падающих на защиту, проводилось измерение пространственного распределения флюенсов частиц по оси X на ее внутренней поверхности углеродсодержащими детекторами. Вследствие того, что сечение активации детекторов на ядрах ^{12}C всего лишь \sim в 2,5 раза больше, чем на адронах, отклики углеродсодержащих детекторов в районе падения пучка на защиту обусловлены, помимо ядер ^{12}C , примесными адронами пучка и альбедными адронами /нейтронами/ из защиты. Это демонстрируется сравнением нормированного распределения откликов углеродсодержащих детекторов /скоростей счета, приведенных к бесконечному времени облучения n_∞ / и распределения откликов ТЛД на рис. 4а. Чувствительность же ТЛД

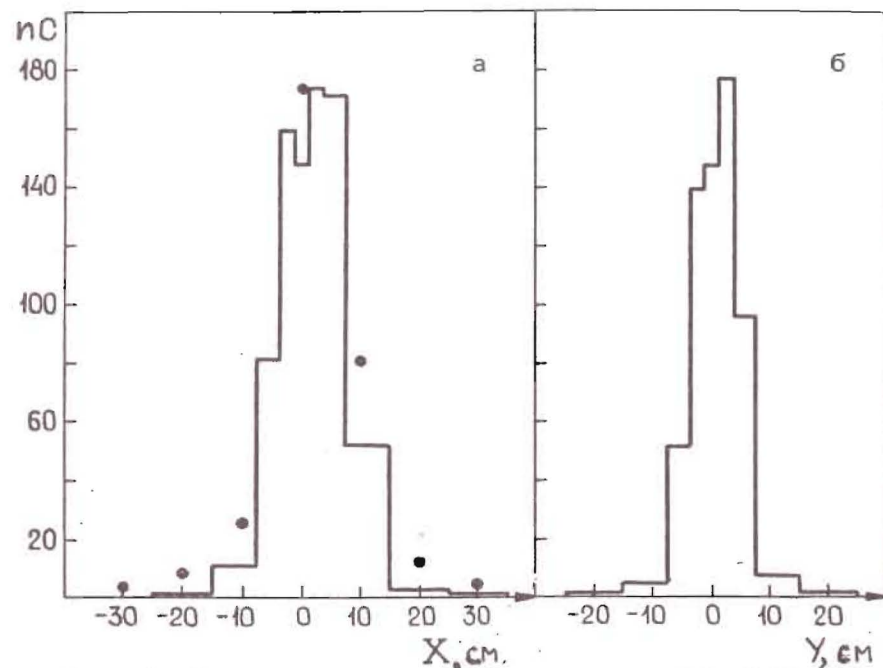
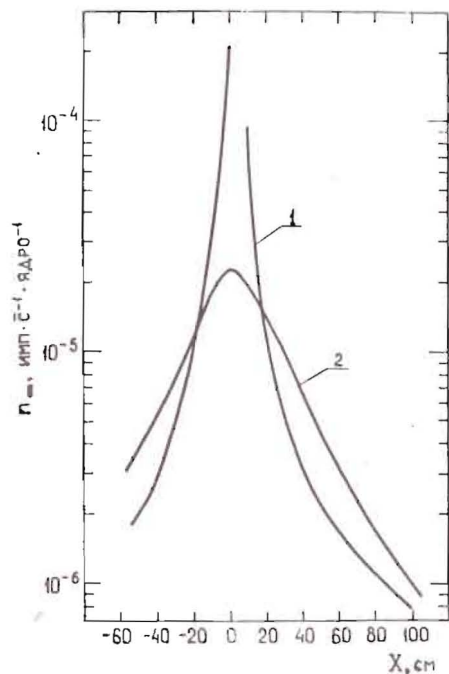


Рис. 4. Распределения откликов таблеток ТЛД /нК/ по осям X /а/ и Y /б/ на внутренней поверхности защиты. Точками указано нормированное по максимуму распределение откликов углеродсодержащих активационных детекторов / n_∞ /.

к однозарядным адронам - в Z^2 раз меньше, чем к ядрам, а нейтроны они практически не регистрируют, что позволяет считать распределение откликов ТЛД адекватным распределению флюенсов ядер ^{12}C в пучке. Различие в чувствительностях двух методик к различным типам частиц позволило оценить вклад адронов в показания углеродсодержащих детекторов в районе падения пучка ядер на защиту. Выход альбедных нейтронов в области $60 \times 60 \text{ см}^2$ вокруг точки 0' составляет $(3 \pm 0,5) \text{ н.ядро}^{-1}$, что согласуется с расчетным значением* альbedo нейтронов, полученным из работы /18/. Примесь адронов из "ложных" мишеней в указанной области оценивается в 20% от числа ядер, что обуславливает ее незначительное влияние на результаты измерений за защитой. Тем не менее была проведена экспериментальная проверка степени искажения поля излучения за защитой адронным фоном путем установки на пучке в районе магнита дополнительной мишени, примерно эквивалентной "ложным" мишеням. Результа-



ты показали уменьшение флюенсов нейтронов за защитой на величину, соответствующую доле ядер ^{12}C , вышедших из пучка за счет неупругих взаимодействий в дополнительной мишени, что подтверждает сделанный выше вывод.

На рис. 5 представлены для сравнения пространственные распределения откликов активационных детекторов, измеренные по оси X на внутренней /1/ и внешней /2/ поверхности защиты. Отклики нормированы на 1 ядро ^{12}C , упавшее на защиту.

Рис. 5. Пространственные распределения по оси X откликов углеродсодержащих активационных детекторов (n_{∞}) на внутренней /1/ и внешней /2/ поверхности защиты.

* Расчетный выход нейтронов с энергией более 20 МэВ в заднюю полусферу из железной ловушки $\text{Ø } 200 \times 100 \text{ см}^3$, облучаемой ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон, равняется $\sim 5 \text{ нейтр.} \times \text{ядро}^{-1}$.

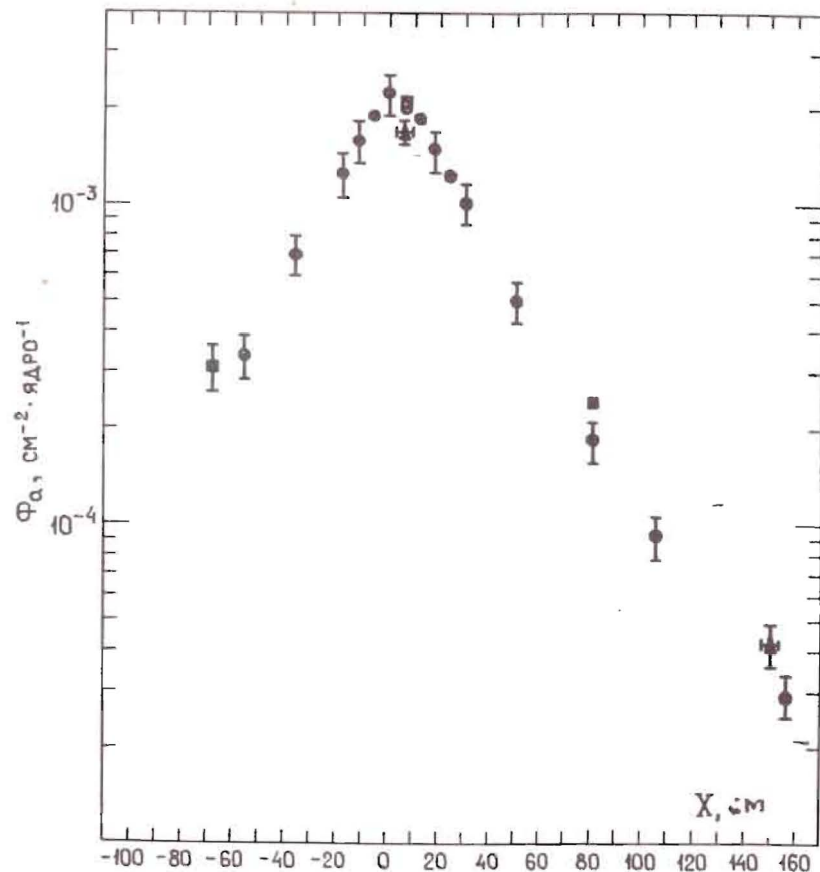


Рис. 6. Пространственное распределение по оси X флюенсов адронов с энергией более 20 МэВ на внешней поверхности защиты, измеренное углеродсодержащими активационными детекторами с размерами: \bullet - $\text{Ø } 5,8 \times 1 \text{ см}^3$; \blacksquare - $\text{Ø } 15 \times 10 \text{ см}^3$; \blacktriangle - значения флюенсов нейтронов с энергиями более 23 МэВ, измеренные ПДС.

Видно, что распределение за защитой имеет острый максимум вблизи точки 0 и обладает незначительной асимметрией, определяемой отклонением оси пучка от нормали к защите. Тот факт, что в области $20 \text{ см} < X < -20 \text{ см}$ значения откликов детекторов за защитой превышают по абсолютной величине отклики детекторов до защиты, также свидетельствует о том, что поле излучения за защитой в исследованной области формируется, определяющим образом, межъядерным каскадом, генерируемым пучком ядер, а не фоном примесных адронов из "ложных" мишеней.

На рис. 6. приведено пространственное распределение флюенсов адронов на внешней поверхности защиты, полученное на

основе распределения откликов активационных углеродсодержащих детекторов размерами $\varnothing 5,8 \times 1 \text{ см}^3$ и $\varnothing 15 \times 10 \text{ см}^3$. Сечение активации бралось с учетом вклада заряженных частиц в диапазоне $23 \pm 26 \text{ мб}$. Методическая погрешность измерений флюенсов $\sim 10\%$; точность установки детекторов по оси $X \pm 1 \text{ см}$. На этом же рисунке для точек $X = 6 \text{ см}$ и 150 см приведены результаты измерений флюенсов нейтронов с энергией более 23 МэВ с помощью ПДС, проводившихся при сниженной \sim в 10^2 раз интенсивности пучка ядер. В районе максимума пространственного распределения /точка $X = 6 \text{ см}$ / флюенс адронов высокой энергии составил $(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ядро}^{-1}$, а флюенс нейтронов высокой энергии - $(1,69 \pm 0,14) \cdot 10^{-3} \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ядро}^{-1}$. В точке $X = 150 \text{ см}$ флюенс нейтронов, измеренный ПДС, несколько превышает значение флюенса адронов, измеренного активационным детектором. Это объясняется, на наш взгляд, тем, что, во-первых, вклад заряженных частиц во флюенс адронов падает с удалением от максимума пространственного распределения, а во-вторых, тем, что ПДС измерялся флюенс нейтронов в точке поля, отстоящей от защиты /т.е. от точки $X = 150 \text{ см}$ / на 40 см , поэтому прибором регистрировалась также некоторая часть нейтронов, приходящая со стороны максимума распределения. Активационные же детекторы располагались практически на поверхности защиты. В менее выраженной форме этот эффект проявился и при измерениях флюенса адронов активационными детекторами большего объема / $\varnothing 15 \times 10 \text{ см}^3$ / в точках $X = -69$ и 81 см .

Представленное на рис. 6 пространственное распределение флюенсов адронов заметно более узкое, чем аналогичное распределение флюенса адронов за двухметровой бетонной защитой при падении на нее пучка протонов с энергией $630 \text{ МэВ} /^{19}/$. Основными причинами этого являются, по-видимому, существенно большая энергия вторичных частиц, рождающихся в первом поколении при взаимодействии ядер ^{12}C с ядрами вещества защиты /что приводит к увеличению анизотропии угловых распределений каскадных частиц в направлении оси пучка и росту доли заряженных частиц во флюенсе адронов/, а также отличие в геометрии обоих экспериментов. Сравнение абсолютных значений флюенсов адронов в максимумах пространственных распределений в настоящем эксперименте и эксперименте $/^{19}/$ демонстрирует степень влияния на развитие межъядерного каскада в веществе защиты в направлении пучка особенностей ядро-ядерных взаимодействий /фрагментации ядер-снарядов и значительно более сильного проявления кумулятивного эффекта по сравнению с нуклон-ядерными взаимодействиями/. Так, флюенс адронов на оси пучка за защитой толщиной 2 м , приведенный на 1 нуклон ядра ^{12}C , возрастает по отношению к аналогичной величине за той же толщиной защиты, облучаемой протонами, прибли-

зительно в 200 раз при увеличении энергии на нуклон \sim в 6 раз /с $0,63 \text{ ГэВ}$ до $3,65 \text{ ГэВ}$ /. Это свидетельствует о необходимости корректного учета указанных особенностей ядро-ядерных взаимодействий при разработке специфических методов расчета ловушек ускорителей релятивистских ядер /даже легких/. При расчетах же защит от вторичного излучения, возникающего при облучении ядрами мишеней, эти особенности играют значительно меньшую роль, и в подобных случаях допустимо для оценок использование данных, полученных на протонных ускорителях.

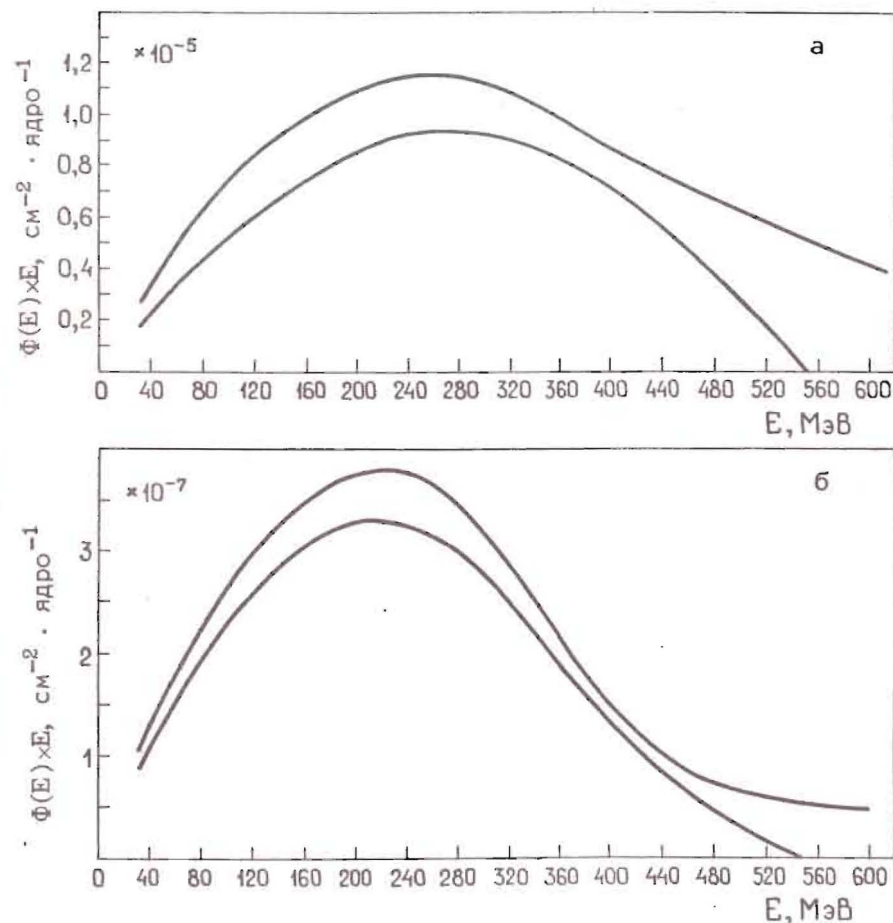


Рис. 7. Спектры высокоэнергетичных нейтронов на внешней поверхности защиты в точках $X = 6 \text{ см}$ /а/ и $X = 150 \text{ см}$ /б/.

Восстановление спектров нейтронов высокой энергии методом статистической регуляризации по показаниям ПДС производилось для тех же точек за защитой, где с его помощью измерялись флюенсы нейтронов $/X = 6 \text{ см}$ и $150 \text{ см}/$. Спектры приведены на рис. 7 в представлении $\Phi(E) \times E$. Коридоры погрешностей соответствуют среднеквадратичным отклонениям значений функций $\Phi(E) \times E$ от наиболее вероятных величин. Оба спектра имеют характерные максимумы в области энергий $\sim 270 \text{ МэВ}$ и $\sim 220 \text{ МэВ}$ для точек $X = 6 \text{ см}$ и 150 см соответственно. Спектр за защитой по направлению оси пучка существенно жестче и обладает пологим спадом в область релятивистских энергий нейтронов. Эквивалентная доза высокоэнергетичных нейтронов в точке $X = 6 \text{ см}$ за защитой, полученная путем свертки спектра нейтронов $\Phi(E)$ с энергетической зависимостью удельной эквивалентной дозы, составляет $(1 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ Зв} \cdot \text{ядро}^{-1}$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам ЛВЭ А.Д.Кириллову, С.В.Федукову, В.Н.Перфееву, С.А.Хорозову, А.Н.Хренову, а также сотрудникам ОРБиРИ А.Д.Никитину, В.Г.Жбанкову, А.Н.Резунику, В.Н.Калюжному, В.А.Куликову за помощь в проведении экспериментов и М.М.Комочкову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-86-186, Дубна, 1986.
2. Бескровная Л.Г., Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-87-304, Дубна, 1987.
3. Бамблевский В.П., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, 16-86-486, Дубна, 1986; в сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II. Д9-87-105, Дубна: ОИЯИ, 1987, с.368.
4. Сычев Б.С. В кн.: Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, т. VI. Тбилиси: Мецнтрeba, 1985, с.136.
5. Казарновский М.В. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, 11-0133, М., 1980.
6. Алейников В.Е. и др. В сб.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, Дубна: ОИЯИ, 1983, с.192.
7. Бамблевский В.П. ОИЯИ, 16-85-35, Дубна, 1985.
8. Касканов Г.Я., Комочков М.М. ОИЯИ, 16-86-22, Дубна, 1986.
9. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, Р16-83-359, Дубна, 1983; АЭ, 1983, т.55, с.412.

10. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, Р16-85-97, Дубна, 1985.
11. Крылов А.Р., Ле Ха Тхо, Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, 16-85-347, Дубна, 1985.
12. Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, 16-88-65, Дубна, 1988.
13. Алейников В.Е. и др. ОИЯИ, Р16-82-466, Дубна, 1982; в сб.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, Дубна: ОИЯИ, 1983, с.189.
14. Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, 16-86-539, Дубна, 1986.
15. Bramlett R.L., Ewing R.E., Bonner T.W. - NIM, v.9, 1960, p.1.
16. Алейников В.Е., Гердт В.П., Комочков М.М. - В кн.: Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes, v.1, IAEA, 1973, p.31.
17. Алейников В.Е. и др. ОИЯИ, 16-8583, Дубна, 1975.
18. Полянски А., Соснин А.Н. ОИЯИ, Р2-87-824, Дубна, 1987.
19. Алейников В.Е. и др. ОИЯИ, Р16-11891, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1988 года.