

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

В 753

P1-88-703

В.А.Воронко¹, В.М.Дьяченко², В.Я.Костин¹,
В.Я.Мигаленя¹, В.С.Мирошник¹, Н.М.Никитюк,
В.В.Сидоренко¹, К.Д.Толстов, М.В.Фронтасьева,
Н.А.Хижняк¹

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ И ЯДЕР ^{12}C
СО СВИНЦОВОЙ МИШЕНЬЮ

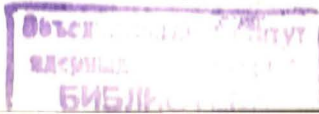
¹ ХФТИ АН УССР, Харьков

² Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1988

При разработке проектов интенсивных нейтронных генераторов в качестве мишени предлагается использовать тяжелые элементы (например, свинец). Интенсивность образующегося потока нейтронов оценивают на основе расчета по существующим моделям взаимодействия высокоэнергетических частиц с ядрами тяжелых элементов^{/1/}. Точность этих расчетов в настоящее время не проверена, так как имеющиеся экспериментальные данные по взаимодействию высокоэнергетических частиц с мишенями свинца имеют расхождения и относятся только к протонам и дейтронам в ограниченном интервале энергий. Экспериментальная информация об энергетических спектрах нейтронов, генерируемых высокоэнергетическими протонами в протяженных мишенях, имеется только для нейтронов, вылетевших из мишени. Так, в работе^{/3/} приведена информация о спектре нейтронов на поверхности свинцовой мишени, облучаемой протонами с энергией 1 ГэВ. Нет экспериментальных данных для протонов с энергией ≥ 2 ГэВ и полностью отсутствуют данные для столкновений с мишенями свинца быстрых легких ядер. В то же время из дифференциальных опытов^{/2/} следует, что при столкновении с ядрами свинца ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ с энергией 3,6 ГэВ на нуклон с вероятностью 10 и 25% соответственно происходит полное разрушение ядер свинца на отдельные нуклоны, т.е. освобождение большого числа нейтронов. Выяснено, что по сравнению со столкновениями протонов уменьшается энергия, идущая на образование тяжелых фрагментов и мезонов, которые практически не дают вклада в образование вторичных нейтронов. В совокупности следует ожидать, что затраты энергии на освобождение нейтрона в блоке свинца легкими ядрами будут меньше, чем протонами. Наиболее удобно проверку расчетов проводить на практически бесконечных мишенях, имеющих размеры, существенно превышающие длину пробега частицы относительно ядерного взаимодействия.

Цель работы — получение данных об интенсивности и пространственном распределении нейтронного потока, генерируемого пучками протонов и нейтронов ${}^{12}\text{C}$ в свинцовой мишени размерами $50 \times 50 \times 80$ см³, что позволит пересчитать результаты на неограниченный блок. Размеры мишени определялись требованием обеспечения каскадного размножения нейтронов и уменьшения их вылета из мишени. Пучок частиц, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ, вводился в канал по центру мишени размерами 10×10 см², глубина которого для протонов составляла 15 см, а для ядер ${}^{12}\text{C}$ — соответственно 20 см, чтобы зоны их первых неупругих взаимодействий были расположены в одной и той же области свинцовой мишени. Импульс протонов был равен 9 ГэВ/с, импульс ${}^{12}\text{C}$ — 4,5 ГэВ/с. Измерение интенсивности нейтронного потока по объему свинцового блока осуществлялось подсчетом числа делений в камерах КНТ-8



и диаметром 7 мм со слоем естественного урана 10 мг на площади 2 см^2 и по количеству ядер ^{239}U , образующихся в результате радиационного захвата нейтронов в урановых фольгах естественного состава диаметром 8 мм и толщиной 1 мм. Выбор этих фольг для измерения интенсивности нейтронного потока определялся наличием большого количества экспериментальных данных по выходу продуктов деления на уране при различных энергиях нейтронов. При этом в зависимости от значения энергии нейтронов величины выходов продуктов деления меняются. Поэтому можно предположить, что значения выходов наблюдаемых осколков деления будут содержать информацию об энергетическом спектре нейтронов, генерируемых в мишени.

Для получения пространственного распределения нейтронного потока камеры деления и урановые фольги размещались в каналах, расположенных в различных точках мишени. Измерения эффективности камер деления в постоянном нейтронном поле показали, что она одинакова в пределах 10%. Это различие учитывалось в измерениях. Число камер деления составляло 12 для измерения на пучке ^{12}C и 32 — для протонов. Методика измерения с камерами деления КНТ-8, мониторинг пучков и электронная часть установки описаны в работе /4/.

Определение количества образовавшегося в урановых фольгах нептуния проводилось путем регистрации гамма-излучения, сопровождающего его бета-распад, методика описана в работе /5/. Измерение спектров проводилось через ≥ 4 часа после облучения, что обеспечивало 99,9% распад родительского нуклида урана-239. По полученным интенсивностям гамма-линий ^{239}Np определялось полное число его ядер в урановых фольгах с учетом квантового выхода гамма-излучения, эффективности его регистрации и поглощения в фольгах, а также с учетом времени охлаждения после облучения, времени измерения спектра и распада нептуния в процессе облучения. Полученные величины представляют собой полное число радиационных захватов нейтронов в урановой фольге, пропорциональное потоку нейтронов в данной точке свинцовой мишени. Число отсчетов камер КНТ-8 также пропорционально интенсивности нейтронного потока.

На основе полученной информации были построены пространственные распределения нейтронного потока в мишени по координате Z вдоль направления пучка и координате R в поперечном направлении. Эти данные приведены на рис. 1 а, б, где за единицу принято максимальное количество ядер $A-239$, образовавшихся в урановых фольгах. Как в Z -распределениях (рис. 1а), так и R -распределениях (рис. 1б), имеет место большая доля вылета вторичных нейтронов за пределы блока. Отношение выхода ядер ^{239}Np в расчете на одно ядро ^{12}C к выходу его на один протон составляет $7,2 \pm 1,4$ на расстоянии 27 см от переднего торца мишени и $14,0 \pm 2,9$ — на расстоянии 78 см, что соответствует отношению интенсивностей генерируемых нейтронов с учетом поправки на вылет для оценок, получаемых вблизи границы блока. Наряду с гамма-линиями нептуния-239 в спектрах облучения урановых фольг присутствует большое число линий; из анализа гамма-спектров фольг, расположенных

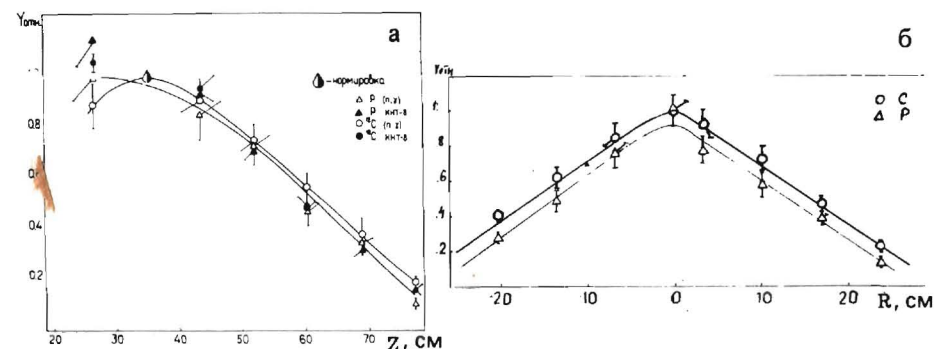


Рис. 1. а — продольное распределение выходов (n, γ) и (n, f) , нормированное на их выходы в точке при $Z = 35 \text{ см}$, $R = 0$. б — радиальное распределение (n, γ) -реакции, нормировка та же.

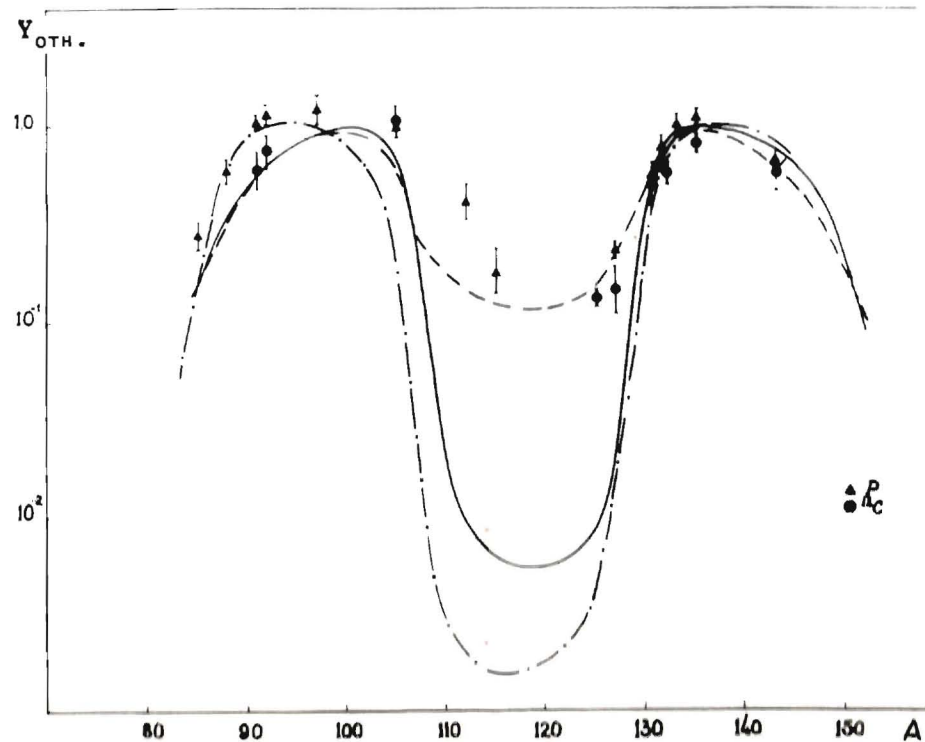


Рис. 2. Массовые распределения продуктов деления: \blacktriangle — для пучка протонов, \bullet — для пучка ^{12}C , — — — распределение осколков деления урана-238 нейтронами спектра деления, - - - нейтронами с энергией 14,7 МэВ; - · - · - распределение продуктов деления урана-235 тепловыми нейтронами /6/.

в точке, соответствующей максимуму нейтронного потока, идентифицировано большое число продуктов деления в интервале $A = 85 \div 143$. В то же время не было идентифицировано ни одного нуклида с массой $A \geq 190$, которые наблюдаются с высоким выходом в процессах деления ядер урана. На рис. 2 приведены кривые массового распределения осколков деления урана-238 нейтронами спектра деления и нейтронами с энергией 14,7 МэВ, а также — кривая распределения осколков деления урана-235 тепловыми нейтронами^{8/}. Значения активностей наблюдаемых продуктов деления использованы для получения величин относительных кумулятивных выходов, которые приведены на рис. 2. Следует отметить, что различие кривых массового распределения осколков деления сосредоточено в интервале масс $110 \leq A \leq 128$. Такого рода анализ позволяет сделать заключение о качественном характере спектра нейтронов. Как следует из рис. 2, вклад продуктов деления урана-235 тепловыми нейтронами в полный выход наблюдаемых осколков деления пренебрежимо мал. Для быстрых нейтронов он также будет мал из-за малой концентрации этого изотопа. Можно сделать вывод, что вклад нейтронов с энергией > 10 МэВ в полный спектр генерируемых в свинцовой мишени нейтронов существенно выше, чем это имеет место в спектре нейтронов деления. Конечно, количественная информация о форме спектра внутри протяженной мишени не может быть получена из относительных выходов осколков деления. Для этого необходимо проведение дополнительных экспериментальных исследований с привлечением известных методик спектральных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. *Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с атомными ядрами*. М.: Атомиздат, 1972.
2. Tolstov K.D. — *Z. Phys.*, 1981, A301, p.339.
3. Бахмуткин С.В. и др. — *АЭ*, 1987, т.62, вып.1, с.59.
4. Гусаков Ю.В. и др. *Сообщение ОИЯИ 13-87-240*, Дубна, 1987.
5. Бутцев В.С. и др. — *ЯФ*, 1986, т.44, вып.2 (18), с.425.
6. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. *Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деления ядер*. М.: Атомиздат, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 сентября 1988 года.

Воронко В.А. и др.

P1-88-703

Взаимодействие релятивистских протонов и ядер ^{12}C со свинцовой мишенью

Проведено измерение распределения нейтронного потока, генерируемого в свинцовой мишени размерами $50 \times 50 \times 80 \text{ см}^3$ пучками протонов и ядер ^{12}C с импульсом 9 и 4,5 ГэВ/с на нуклон соответственно. Отношение интенсивности нейтронов в расчете на одно ядро ^{12}C к интенсивности его на один протон составляет $7,2 \pm 1,4$ на расстоянии 27 см от переднего торца мишени и $14,0 \pm 2,9$ на расстоянии 78 см. Показано, что вклад нейтронов с энергией больше 10 МэВ в полный спектр генерируемых в свинцовой мишени нейтронов, существенно выше, чем в спектр нейтронов деления.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Voronko V.A. et al.

P1-88-703

Interaction of Relativistic Protons and ^{12}C Nuclei with Lead Target

The measurement of intensity of the neutron flux generated in a lead target of $50 \times 50 \times 80 \text{ cm}^3$ in size with the proton and ^{12}C nuclear beams with 9 GeV/c and 4.5 GeV/c momentum per nucleon, respectively, was carried out. Ratio of neutron intensity per one nucleus of ^{12}C to the intensity per one proton was 7.2 ± 1.4 at 27 cm distance from the face target and 14.0 ± 2.9 at 78 cm distance. It is shown that the contribution of neutrons of energy more than 10 MeV into the total spectrum of generated in a lead target neutrons is essentially higher than that in the fission neutron spectrum.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988