

шения экспериментальных сечений к вычисленному резерфордовскому сечению.

Из рис. 1 видно, что сечения рассеяния вперед для обоих изотопов лития почти одинаковы, тогда как сечение рассеяния назад для Li^7 значительно больше. Из рис. 2, а видно, что сечение для Li^6 гораздо более сглажено, чем сечение для Li^7 .

Различие в ходе дифференциальных сечений упругого рассеяния для соседних изотопов или изобаров в области легких ядер не является особенно неожиданным, так как небольшие размеры ядер ограничивают число парциальных волн, участвующих в рассеянии, и влияние отдельной парциальной волны может быть значительным.

Преимущественное же влияние той или иной волны будет зависеть от того, какие из состояний данной системы возможны. Поскольку число состояний невелико, то спин ядра-мишени может существенно сказываться на выборе возможных состояний, а следовательно, и на характере упругого рассеяния.

Для более тяжелых ядер число возможных состояний становится достаточно большим для того, чтобы влияние какой-то одной парциальной волны не было существенным. Поэтому различие в ходе сечений упругого рассеяния для двух соседних изотопов с различными спинами можно отнести за счет спиновой зависимости ядерных сил.

Были измерены сечения упругого рассеяния для Ge^{73} и Ge^{74} , имеющих спины $\frac{9}{2}$ и 0.

Из рассмотрения сечений для Cu^{63} и Cu^{65} , а также кривых сечений для изотопов кадмия и олова видно, что добавление одного или нескольких нейтронов почти не сказывается на характере рассеяния. Кривые же для Ge^{73} и Ge^{74} совершенно идентичны до второго минимума, а после него значительно расходятся.

Чтобы выяснить, влияет ли спин ядра на характер упругого рассеяния, были измерены сечения Co^{59} и Bi^{209} , имеющих спины $\frac{7}{2}$ и $\frac{9}{2}$. К сожалению, ни Co^{59} , ни Bi^{209} не имеют стабильных изотопов, и поэтому сечения могут сравниваться с сечениями для близких ядер (например, Fe, Ni, Cu), имеющих небольшие спины. Для Co^{59} заметной аномалии в сечении по сравнению с соседними ядрами нет.

Из рассмотрения относительного хода сечений Pb^{207} , Pb^{208} и Bi^{209} видно, что ход сечения Bi^{209} существенно отличается (особенно в районе второго максимума) от кривых для Pb^{207} и Pb^{208} . Это отличие можно объяснить или влиянием лишнего протона у Pb^{208} (сверх замкнутых оболочек), или влиянием большого спина.

Можно заметить, что это не единственный случай сильного влияния нуклонов, находящихся вне зам-

кнутой оболочки, на характер рассеяния. Если сравнить сечения упругого рассеяния протонов на He^4 [2] и на Li^6 и Li^7 , то видно, что добавление двух нуклонов сверх замкнутой оболочки He^4 очень сильно изменило картину рассеяния. Происходит как бы «затягивание» новых угловых моментов в процессе рассеяния с появлением новой ядерной оболочки.

Из хода сечений для кадмия и олова видно, что последовательное добавление пяти нейтронов к ядру Cd^{111} не изменяет сечение упругого рассеяния, тогда как замена двух нейтронов в ядре Cd^{114} на два протона заметно изменяет сечение упругого рассеяния на Sn^{116} по сравнению с Cd^{116} .

Суммируя изложенное, можно заключить, что если сейчас еще нельзя точно оценить влияние тех или иных макроскопических параметров ядра на характер взаимодействия нуклонов с ядром, то влияние таких факторов, как спин, различное соотношение между числом нейтронов и протонов в ядре, а также заполненность ядерных оболочек, можно считать несомненным.

Поступило в Редакцию 16/II 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Le Levier, D. Saxon. Phys. Rev., 87, 40 (1952); P. Gugelot. Phys. Rev., 87, 525 (1952); B. Cohen, R. Neidigh. Phys. Rev., 93, 282 (1954); F. Rohrich, D. Chase. Phys. Rev., 94, 81 (1954); B. Kinsey. Phys. Rev., 99, 332 (1955); I. Dayton, G. Schrank. Phys. Rev., 101, 1358 (1956); B. Kinsey, T. Stone. Phys. Rev., 103, 975 (1956); R. Woods, D. Saxon. Phys. Rev., 95, 577 (1954); M. Melkanoff, S. Moszkowski. Phys. Rev., 101, 507 (1956); M. Melkanoff, J. Nodvik, D. Saxon, R. Woods. Phys. Rev., 106, 793 (1957); N. Hints. Phys. Rev., 106, 1201 (1957); A. Glassgold, W. Cheston, M. Stein, S. Schuldt, G. Erickson. Phys. Rev., 106, 1207 (1957); A. Glassgold, P. Kellogg. Phys. Rev., 107, 1372 (1957); W. Waldorf, N. Wall. Phys. Rev., 107, 1602 (1957); E. Burge, V. Fujimoto, A. Hossain. Philos. Mag., 1, No. 19 (1956).
2. Р. А. Ванециан, Е. Д. Федченко. Атомная энергия, II, № 2, 123 (1957).

Пространственное и энергетическое распределение нейтронов в карбиде бора

С. П. Белов, В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, В. И. Кухтевич, С. Г. Цылин

В работе [1] было исследовано прохождение в карбиде бора нейтронов, выходящих из реактора БР-1 [2]. Поскольку ослабление нейтронов зависит от вида их энергетического спектра, желательно знать характер ослабления моноэнергетических нейтронов.

В настоящей работе изучалось пространственное и энергетическое распределение в карбиде бора нейтронов с энергиями 3 и 15 Мэв.

В качестве источника нейтронов с энергией 3 Мэв использовалась реакция $\text{H}^2(\text{H}^2, n)\text{He}^3$, а нейтронов с энергией 15 Мэв — реакция $\text{H}^2(\text{H}^3, n)\text{He}^4$.

Измерения проводились в условиях бесконечной геометрии; источник и детектор были расположены в бачке с карбидом бора размером $1 \times 1 \times 1,5 \text{ м}^3$. Насыпная плотность карбида бора $\gamma = 1,18 \pm 0,05 \text{ г/см}^3$. Детекторы нейтронов помещались в каналы, изготовленные из тонкостенных алюминиевых труб диаметром 46 мм. Каналы располагались таким образом, чтобы на линии источник—детектор вблизи источника находилось минимальное количество каналов.

Как видно из рис. 1, с увеличением пороговой энергии детектора увеличивается наклон кривых ослабления нейтронов (на расстоянии $R > 40 \div 50 \text{ см}$, где спектр можно считать установившимся). Так, при энергии нейтронов 3 Мэв длины релаксации нейтронов λ^1 изменяются от $13 \pm 1 \text{ см}$ (для Th^{232} и природного урана) до $16,0 \pm 0,5 \text{ см}$ (для U^{235} и счетчика BF_3), а при энергии 15 Мэв—от $21,5 \pm 0,5 \text{ см}$ (для Cu^{63}) до $24,5 \pm 0,5 \text{ см}$ (для счетчика с BF_3). Необходимо отметить, что

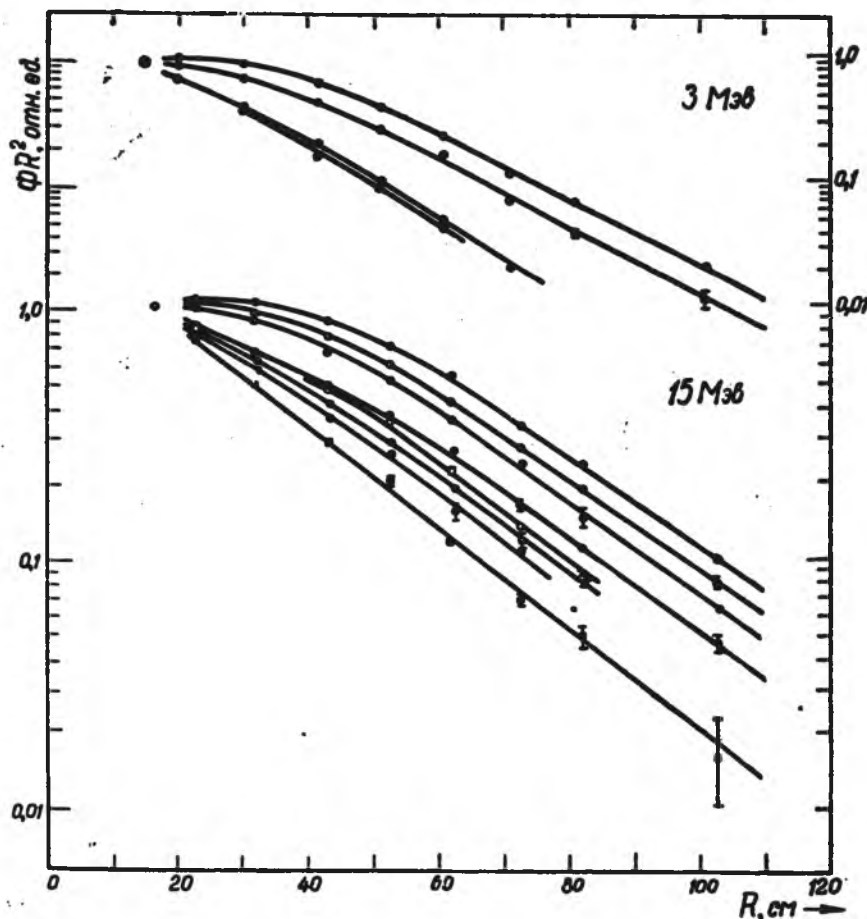


Рис. 1. Пространственное распределение нейтронов с энергией 3 и 15 Мэв при прохождении через карбид бора:

⊙—счетчик BF_3 ; ○—камера деления с U^{235} ; ⊖— $\text{P}^{31}(\text{n}, \text{p}) \text{Si}^{31}$; ●—камера деления с природным ураном (для энергии 15 Мэв кривые ослабления, измеренные камерами деления с Th^{232} и природным ураном, совпадают); ⊖— $\text{Al}^{27}(\text{n}, \text{p}) \text{Mg}^{27}$; ○— $\text{Fe}^{56}(\text{n}, \text{p}) \text{Mn}^{56}$; ⊖— $\text{Sb}^{121}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Sb}^{120}$; ■— $\text{Cu}^{63}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Cu}^{62}$; ⊕—камера деления с Th^{232} .

Детекторами нейтронов служили:

- 1) пропорциональный счетчик с BF_3 , обогащенный изотопом B^{10} до 88%;
- 2) камеры деления с природным ураном, U^{235} (обогащение до 75%) и Th^{232} ;
- 3) пороговые индикаторы: $\text{P}^{31}(\text{n}, \text{p}) \text{Si}^{31}$; $\text{Al}^{27}(\text{n}, \text{p}) \text{Mg}^{27}$; $\text{Fe}^{56}(\text{n}, \text{p}) \text{Mn}^{56}$; $\text{Sb}^{121}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Sb}^{120}$; $\text{Cu}^{63}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Cu}^{62}$ (записаны в порядке возрастания пороговой энергии $E_{\text{пор}}$) и $\text{In}^{115}(\text{n}, \gamma) \text{In}^{116\text{m}}$.

На рис. 1 приведены результаты измерений прохождения через карбид бора нейтронов с начальными энергиями 3 и 15 Мэв. Для нейтронов с энергией 3 Мэв детекторами служили камеры деления и счетчик BF_3 , для нейтронов с энергией 15 Мэв—камеры деления, счетчик BF_3 и пороговые инди-

с с увеличением пороговой энергии накопление рассеянного излучения (выгиб кривой вверх) уменьшается.

Интересным является тот факт, что при измерении ослабления нейтронов с энергией 15 Мэв индикатором $\text{Cu}^{63}(\text{n}, 2\text{n}) \text{Cu}^{62}$ с $E_{\text{пор}} = 10,9 \text{ Мэв}$ длина релаксации для расстояний источник—детектор $R > 16 \text{ см}$ не меняется и близка к транспортной длине карбида бора $\lambda_{\text{tr}} = 18 \pm 2 \text{ см}$ (рис. 1). Средний косинус упругого рассеяния нейтронов определялся путем линейной интерполяции данных дифференциальных угловых распределений упруго рассея-

¹ При вычислении величин λ ошибка, вносимая неточностью определения плотности карбида бора, не учитывалась.

ных нейтронов на углероде и бериллии при энергии $E=14,7$ Мэв [3].

Сравнение данных настоящей работы и работы [1] показывает, что длины релаксации, определенные по измерениям камерой деления с Th^{232} в карбиде бора, близки для энергий 3 Мэв и спектра реактора БР-1 ($\lambda_3 \text{ Мэв} = 13$ см, $\lambda_{\text{спектр}} = 14,5$ см при плотности карбида бора $\gamma = 1,18$ г/см³).

Для оценки энергетического распределения нейтронов было определено относительное число захватов в пороговых индикаторах. С этой целью все индикаторы одновременно активировались сначала внутри карбида бора, а затем в монохроматическом пучке нейтронов ($E=15$ Мэв).

Относительные числа захватов даны в таблице. Ошибка этих величин определяется в основном ошибкой сечения σ_0 .

Относительные числа захватов

Индикатор	Cu^{63}	Sb^{121}	Fe^{56}
Измерение счетчиком	$6,5 \pm 1$	8 ± 2	1
Измерение спектрометром	—	—	1
Индикатор	Al^{27}	P^{31}	In^{115}
Измерение счетчиком	$0,73 \pm 0,15$	$1,04 \pm 0,15$	—
Измерение спектрометром	$0,65 \pm 0,15$	—	6 ± 2

Относительные числа захватов определялись также с помощью однокристального спинтляционного γ -спектрометра. В этом случае индикаторы облучались только внутри карбида бора; искомые величины уже не зависели от σ_0 и определялись по интенсивности γ -линий продуктов распада индикаторов.

По данным таблицы были оценены энергетические распределения нейтронов для различной толщины карбида бора (рис. 2). При этом учитывались зависимость сечений реакций от энергии нейтронов и относительный ход ослабления нейтронов в карбиде бора, измеренный различными индикаторами¹ (см. рис. 1).

Проводилось также определение отношения сечений деления $\sigma_{235}(E_{\text{эфф}})$ для U^{235} к сечению $\sigma_B(E_{\text{эфф}})$ реакции (n, α) на B^{10} в карбиде бора.

Это отношение сечений в случае измерения ослабления нейтронов с энергией 3 Мэв в области

установившегося спектра оказалось равным $0,97 \pm 0,03$. По полученному отношению была найдена эффективная энергия $E_{\text{эфф}} = 120 \pm 10$ кэв.

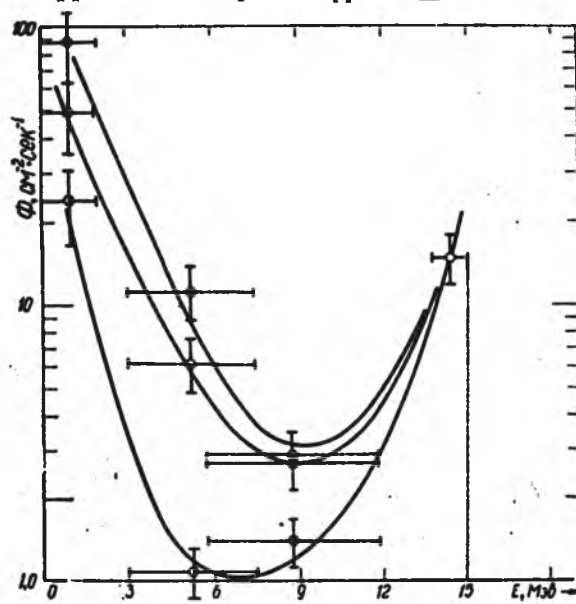


Рис. 2. Энергетическое распределение потока нейтронов в карбиде бора для различных расстояний (результаты нормированы в интервале энергий 13,5—15 Мэв):

○ — 16,3 см; ◐ — 40 см; ● — 70 см.

В заключение авторы выражают благодарность И. И. Бондаренко за ряд ценных советов при обсуждении результатов измерений. Авторы также признательны Н. Д. Проскуриной, В. Ф. Башмакову, А. Н. Николаеву и В. И. Попову за помощь в проведении экспериментов и А. Н. Сербинову и И. А. Воронцову за обеспечение четкой работы нейтронного генератора.

Поступило в Редакцию 6/1 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Л. Бродер, С. А. Куркин, А. А. Кутузов, В. В. Левин, В. В. Орлов. Изучение пространственно-энергетических распределений нейтронов в различных средах. Доклад № 2147, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
2. А. И. Лейпунский и др. Исследования по физике реакторов на быстрых нейтронах. Доклад № 2038, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
3. M. Nakada, J. Anderson, C. Gardner, C. Wond. Phys. Rev., 110, 1439 (1958).
4. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Section. McGraw-Hill, New York, 1958.

¹ Относительный ход ослабления, измеренный индикатором In^{115} , практически совпадает с ходом ослабления, измеренным индикатором P^{31} .