Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 5

*ФИЗИКА*

В. П. ДЖЕЛЕПОВ, В. И. САТАРОВ и Б. М. ГОЛОВИН

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ ЯДЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ ОТ 380 ДО 630 Мэв

*(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 12 VII 1955)*

В настоящей статье сообщаются результаты изучения энергетической зависимости полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами различных элементов в интервале энергий нейтронов от 380 до 630 Мэв.

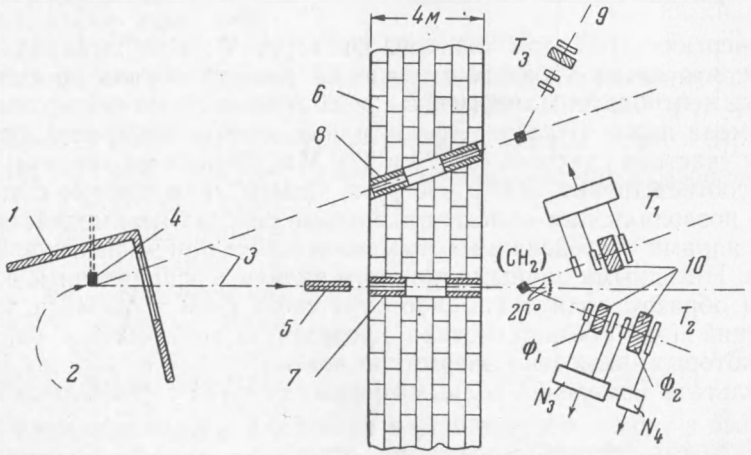


Рис. 1. Схема опыта по измерению полных ядерных сечений. *1* — вакуумная камера, *2* — протоны, *3* — нейтроны, *4* — мишень Be, *5* — образец, *6* — чугунные плиты, *7* — основной коллиматор, *8* — вспомогательный коллиматор, *9* — телескоп-монитор, *10* — фильтры (Cu)

Общая схема опыта приведена на рис. 1. Образцы из исследуемых веществ помещались непосредственно перед основным коллиматором ($d = 3$ см). Нейтроны, прошедшие через коллиматор, попадали на полиэтиленовый рассеиватель и выбитые ими протоны регистрировались двумя телескопами сцинтилляционных счетчиков $T_1$ и $T_2$, установленными под углом 20° к оси нейтронного пучка. Интенсивность нейтронов непрерывно контролировалась при помощи телескопа $T_3$, аналогично $T_1$, который располагался позади вспомогательного коллиматора. Образцы материалов представляли собой круглые цилиндры длиной от 1 до 2 длин среднего свободного пробега для ядерного взаимодействия нейтронов в исследуемом веществе. Полные сечения (n — p)-взаимодействия определялись в разностных опытах с полиэтиленом и графитом, сечения взаимодействия нейтронов с кислородом и дейтерием определялись на основании измеренных сечений (n — p)-взаимодействия и результатов опытов с обычной и тяжелой водой.

Энергетический спектр нейтронов в пучке ([2]) и энергетические пороги

телескопов $T_1$ и $T_2$, задаваемые медными фильтрами, приведены на рис. 2. Телескопы $T_1$ и $T_3$ аналогичны использовавшимся в работе ([1]) (где измерялись полные сечения ядер при энергии 590 Мэв) с той разницей, что толщина фильтра, устанавливавшегося в первом из них, соответствовала на этот раз эффективной энергии нейтронов $E_n^{эфф} = 630$ Мэв. Телескоп $T_2$ состоял из четырех сцинтилляционных счетчиков. Связанная с ним радиосхема позволяла производить независимо регистрацию совпадений импульсов во времени как в первых трех, так и во всех четырех счетчиках телескопа. Фильтр в этом телескопе разбивался на две части; первая часть его $\Phi_1$ — устанавливалась между первым и вторым, а вторая $\Phi_2$ — между третьим и четвертым счетчиками. Такое устройство телескопа позволяло производить измерения сечений одновременно при двух различных пороговых энергиях. При этом толщины фильтров $\Phi_1$ и $\Phi_2$ выбирались таким образом, что схема тройных совпадений регистрировала протоны, образованные нейтронами с энергией $E_n \geqslant 320$ Мэв, а схема четвертных совпадений имела порог 470 Мэв. Эффективные энергии нейтронов, рассчитанные для участков спектров от 320 и 470 Мэв до верхней границы спектра, равны, соответственно, 500 и 590 Мэв. Опыты, проведенные с этим телескопом, позволили нам определить полные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами исследованных элементов также при эффективной энергии 380 Мэв. Исходными данными при этом являлись исправленные соответствующим образом разности в скоростях счета схем тройных и четверных совпадений (это соответствовало проведению измерений с нейтронами, спектр которых заключен в энергетическом интервале от 320 до 470 Мэв).

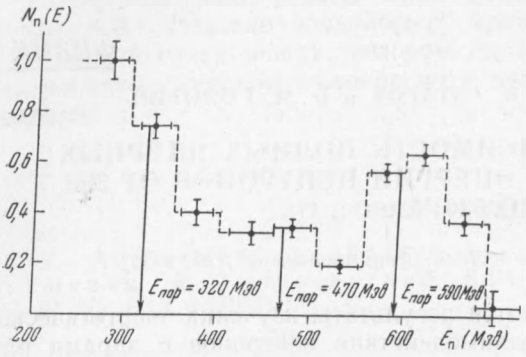


Рис. 2. Энергетический спектр нейтронов и пороговые энергии телескопов

Результаты измерений полных ядерных сечений $\sigma$ приведены в табл. 1. Указанные в табл. 1 погрешности в величинах сечений являются средними квадратичными, определенными на основании данных большого числа (30—40) независимых измерений сечений для каждого элемента.

Таблица 1

| Элементы | Удвоенное геометрич. сечение ядра* | Эффективные энергии нейтронов в Мэв | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | 380 | 500 | 590 | 630 |
| | | $\sigma_t$ в $10^{-27}$ см$^2$ | | | |
| H | — | 34±2 | 35±2 | 36±2 | 37±4 |
| D | — | 57±2,5 | 65±2,5 | 72±2,5 | 77±5 |
| D—H | — | 23±1,5 | 30±2 | 36±2 | 40±3 |
| Be | 510 | 233±4 | 249±3 | 261±4 | 274±4 |
| C | 620 | 286±2 | 306±2 | 319±2 | 338±5 |
| O | 750 | 376±6 | 398±4 | 407±5 | 422±9 |
| Al | 1030 | 582±8 | 612±4 | 631±9 | 645±7 |
| Cu | 1890 | 1170±30 | 1210±20 | 1250±40 | 1310±30 |
| Sn | 2860 | 1880±40 | 1930±30 | 1980±40 | 2030±40 |
| W | 3800 | 2690±40 | 2730±30 | 2780±60 | 2820±50 |
| Pb | 4120 | 2810±50 | 2850±30 | 2920±70 | 2940±70 |
| U | 4520 | 3250±60 | 3270±50 | 3290±70 | 3300±80 |

* Геометрические сечения ядер рассчитаны на основании радиусов ядер $R = 1{,}37 \cdot A^{1/3} 10^{-13}$ см, определенных из данных о полных ядерных соединениях для нейтронов с энергиями 15—20 Мэв, когда ядра могут считаться непрозрачными.

Из табл. 1 видно, что полное сечение (n — p)-взаимодействия в области энергий 380—630 Мэв не обнаруживает значительного возрастания. В нашей работе ([3]) было показано, что слабый рост этого сечения при переходе от энергии 380 Мэв к энергии 590 Мэв обусловлен уменьшением в этой области энергий сечения упругого (np)-рассеяния, происходящим вследствие понижения сечения упругого взаимодействия нуклонов в состоянии с изотопическим спином $T = 0$. Величина сечения (n — p)-взаимодействия, найденная при $E_n^{эфф} = 630$ Мэв, повидимому, не противоречит справедливости этого вывода и в области 590—630 Мэв, если учесть известные данные о быстром росте с энергией сечений мезонообразования и о постоянстве при энергиях 460—660 Мэв сечения упругого взаимодействия нуклонов в состоянии с $T = 1$ ([7]).

Анализ полученных данных на основе гипотезы зарядовой независимости позволяет, однако, сделать еще одно важное заключение. Согласно этой гипотезе полное сечение упругого (n — p)-рассеяния в состоянии с $T = 0$ равно

$$\sigma_{T=0}^{упр}(n-p) = 2\sigma_t^{упр}(n-p) - \sigma_t^{упр}(p-p). \qquad (1)$$

Л. И. Лапидус (в печати) показал, что в рамках этой гипотезы подобное соотношение осуществляется и для полных сечений взаимодействия нуклонов с нуклонами, т. е. что

$$\sigma_t^{T=0}(n-p) = 2\sigma_t(n-p) - \sigma_t(p-p). \qquad (2)$$

Если использовать найденное при энергии 590 Мэв значение $\sigma_t(n-p)$ и учесть, что при этой энергии $\sigma_{(np)}^{упр} = (26—28)\cdot 10^{-27}$ см$^2$ ([3]), $\sigma_t(pp) = (36 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-27}$ см$^2$ ([8]) и $\sigma_{(pp)}^{упр} = (23 \pm 2)\cdot 10^{-27}$ см$^2$ (см. рис. 3), то из равенств (1) и (2) следует, что сечение мезонообразования в состоянии с $T = 0$ составляет около $5\cdot 10^{-27}$ см$^2$. Аналогичное сечение для состояния с $T = 1$ при той же энергии, как нетрудно видеть, равно $(13 \pm 2)\cdot 10^{-27}$ см$^2$. Сопоставление этих двух цифр позволяет заключить, что при энергии 590 Мэв рождение мезонов в (n — p)-соударениях происходит преимущественно в состояниях с $T = 1$. Этот вывод является дополнительным аргументом в пользу ранее уже отмечавшихся нами особенностей взаимодействия нуклонов высоких энергий в состояниях с $T = 0$ и, в частности, того, что в этих состояниях нуклоны слабо взаимодействуют между собой (относительно малые фазы, но большое число состояний *, см. ([3])).

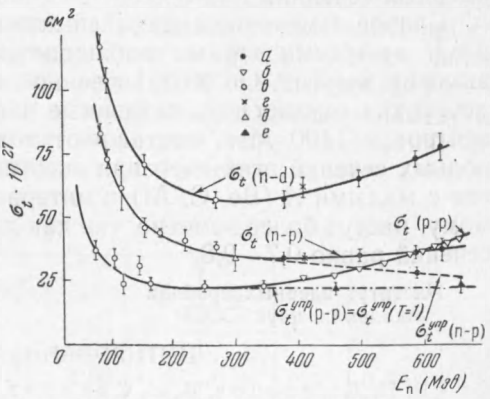


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечений (n—p)-, (n—d)- и (p — p)-взаимодействий. *а* — данная работа, *б* — ([8]), *в* — ([4]), *г* — ([5]), *д* — ([6]), *е* — ([7])

Обращают на себя внимание факты значительного роста (примерно на 35%) в обследованном интервале энергий полного сечения (n — d)-взаимодействия, а также резкого увеличения (примерно на 80%) разности полных сечений $\sigma_t(n-d) - \sigma_t(n-p)$. Характерно при этом, что в пределах ошибок опытов разности указанных сечений во всем интервале энергий совпадают с полными сечениями (p — p)-взаимодействия (см. рис. 3), найденными в нашей лаборатории для тех же энергий частиц ([8]).

* Требование участия в (n — p)-взаимодействии значительного числа состояний с $T = 0$ вытекает из близости по величине вкладов в сечение (n — p)-рассеяния состояний с $T = 1$ и $T = 0$.

В условиях зарядовой симметрии ядерных сил* это означает, что при энергиях 380—630 Мэв вклад интерференции в полное сечение взаимодействия нейтрона с дейтроном мал. Наблюдаемый быстрый рост с энергией сечения (n — d)-взаимодействия при практически неизменном сечении (n — p)-рассеяния можно объяснить возрастанием с энергией сечения рождения мезонов в (n — n)-столкновениях, подобно тому как это имеет место в случае (p — p)-соударений.

Известно, что при изменении энергии от 200 до 400 Мэв сечения как легких, так и тяжелых ядер не зависели от энергии. В обследованном нами интервале энергий ядра с малыми и большими атомными весами ведут себя по-разному. Сечения легких ядер (Be, C, O, Al) при изменении энергии от 380 до 630 Мэв увеличиваются примерно на 15—20%. Сечения ядер тяжелых элементов (Pb, U) в пределах ошибок измерений остаются неизменными. Увеличение с ростом энергии сечений ядер с малыми $A$ вполне объясняется возрастанием при этих энергиях сечений элементарных нуклон-нуклонных взаимодействий (в основном (n — n)-взаимодействия). Очень слабое возрастание полных сечений ядер тяжелых элементов может быть обусловлено действием нескольких факторов. Некоторое снижение этих сечений может происходить вследствие быстро возрастающей в этой области энергий анизотропии в рассеянии нуклонов нуклонами (увеличение сечений рассеяния на малые углы). При этом вследствие большого относительного числа поверхностных нуклонов у тяжелых ядер по сравнению с легкими действие принципа Паули будет заметнее снижать величины полных ядерных сечений у элементов с большими $A$. Кроме того нельзя считать исключенной возможность некоторого уменьшения сечений упругого рассеяния нуклонов высоких энергий ядрами с увеличением энергии. Это также привело бы к замедлению роста полных ядерных сечений.

Слабое изменение с энергией полных сечений ядер с большими и средними атомными весами наблюдается, повидимому, и в области более высоких энергий. Об этом косвенно свидетельствует тот факт, что сечения неупругих соударений, найденные в ([10]) для Pb, Sn и Cu при энергии нейтронов 1400 Мэв, составляют только 0,55—0,6 от измеренных нами полных сечений этих ядер при энергии 630 Мэв. Полные сечения элементов с малыми $A$ (Be, C, Al) в интервале энергий 630—1400 Мэв, повидимому, растут более заметно, так как для этих ядер аналогичное отношение сечений равно 0,7—0,8.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступило
12 VII 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. П. Джелепов, В. И. Сатаров, Б. М. Головин, ЖЭТФ, 29, в. 9 (1955). [2] В. Ь. Флягин, Отчет Инст. ядерн. проблем АН СССР, 1954. [3] В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 19, № 5 (1955). [4] В. Н. Гольданский, А. Л. Любимов, Б. В. Медведев, УФН, 68, 1, 3 (1953); 68, 4, 531 (1954). [5] V. A. Nedzel, Phys. Rev., 94, 174 (1954). [6] А. Е. Игнатенко, Б. М. Понтекорво, Отчет Инст. ядерн. проблем АН СССР, 1952. [7] М. Г. Мещеряков, Н. П. Богачев и др., ДАН, 99, 955 (1954); Н. П. Богачев, И. К. Взоров, ДАН, 99, 931 (1954). [8] В. П. Джелепов, В. И. Москалев, С. В. Медведь, ДАН, 104, № 2 (1955). [9] В. П. Джелепов, Б. М. Головин, В. И. Сатаров, ДАН, 99, 943 (1954). [10] G. A. Snow, T. Coor et al., Bull. Am. Phys. Soc., 29, № 1, 54 WA-11 (1954).

* Существование зарядовой симметрии ядерных сил при высоких энергиях особенно убедительно доказывается установлением фактов равенства сечений $\sigma$ (n — d) и $\sigma_t$ (p — d) при энергиях нуклонов 400 Мэв и равенства сечений $\sigma_{nn}(\theta)$ при $E_n = 300$ Мэв сечением $\sigma_{pp}(\theta)$ при той же энергии ([9]).

Замечание при корректуре. Недавно завершенные нами опыты по исследованию упругого рассеяния нейтронов с энергией 590 Мэв нейтронами показали, что при этой энергии в исследованном интервале углов рассеяния $30° \leqslant \theta$ с. ц. и. $\leqslant 90°$ $\sigma_{nn}(\theta) = \sigma_{pp}(\theta)$.