Доклады Академии Наук СССР
1954. Том XCIX, № 6

ФИЗИКА

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

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НЕЙТРОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 300 МЭВ*

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 4 XI 1954)

Вследствие того, что основным источником сведений о ядерных силах являются опыты по рассеянию нуклонов нуклонами, в течение последних лет в ряде лабораторий было выполнено значительное число исследований, посвященных изучению (n — p)- и (p — p)-рассеяния в области высоких энергий. Вместе с тем в литературе отсутствуют сведения о непосредственном экспериментальном изучении рассеяния нейтронов нейтронами. Описываемая работа является попыткой восполнить этот пробел.

В наших опытах сечения упругого рассеяния нейтронов со средней эффективной энергией 300 Мэв нейтронами определялись на основании сравнения измеренных в одних и тех же условиях угловых распределений нейтронов, рассеянных дейтронами и свободными протонами. Возможность использования данных об (n — d)-рассеянии для получения сведений об упругом рассеянии нейтронов нейтронами базируется на том, что по современным представлениям при достаточно высокой энергии налетающих нуклонов последние в большинстве случаев интенсивно взаимодействуют лишь с одним из нуклонов, образующих дейтрон. Вычисления, выполненные в импульсном приближении ([3]), приводят при этом к заключению, что полное сечение рассеяния на угол θ нейтронов дейтронами можно представить в виде:

$$\sigma_{nd}(\theta) = \sigma_{nn}(\theta) + \sigma_{np}(\theta) + I(\theta), \qquad (1)$$

где $\sigma_{nn}(\theta)$ и $\sigma_{np}(\theta)$ — сечения рассеяния на угол θ нейтронов свободными нейтронами и протонами, соответственно, а $I(\theta)$ — «сечение интерференции», обусловленное суперпозицией нейтронных волн, рассеянных нейтроном и протоном дейтрона.

Оценки показывают ([4]), что для нейтронов с энергией $E_n = 300$ Мэв и углов рассеяния $\theta \geqslant 50°$ в системе, связанной с центром инерции двух нуклонов, $I(\theta)$ не превышает 15% от сечения (n — p)-рассеяния, измеренного под тем же углом. При переходе к бо́льшим θ и бо́льшим E_n $I(\theta)$ быстро уменьшается (см. пятый столбец табл. 1). Этот факт позволяет считать, что при $E_n = (300 \div 400)$ Мэв и $\theta \geqslant 50°$ сечение рассеяния нейтронов свободными нейтронами с удовлетворительной точностью определяется разностью:

$$\sigma_{nn}(\theta) \cong \sigma_{nd}(\theta) - \sigma_{np}(\theta). \qquad (2)$$

Несмотря на кажущуюся простоту вытекающего из равенства (2) способа определения сечений (n — n)-рассеяния, экспериментальное решение этой задачи наталкивается на значительные трудности. Основ-

* Это сообщение основано на результатах работы, выполненной в 1952 г. и ранее описанной в отчетах Института ядерных проблем АН СССР ([1,2]).

ными из них являются малая интенсивность нейтронного пучка, даваемого ускорителем ($\sim 2{,}5 \cdot 10^4$ нейтронов/см^{2}сек, в месте расположения рассеивателя), и низкая эффективность известных в настоящее время способов регистрации быстрых нейтронов. Эти причины вынудили нас разработать метод, позволяющий производить измерения дифференциальных сечений (n — n)-рассеяния, используя толстые рассеиватели и детекторы нейтронов, охватывающие относительно большие телесные углы.

В опытах использовался пучок неполяризованных нейтронов диаметром 3 см; рассеивателями служили цилиндрические тонкостенные контейнеры диаметром 6 см и длиной до 80 см, заполненные тяжелой (концентрация 99,8%) и обычной водой. Детектором нейтронов являлась камера деления с кольцевыми электродами (наружный диаметр 52 см, внутренний 12 см), покрытыми висмутом. Такая форма электродов позволяла значительно снизить фон, вызванный нейтронами, прошедшими сквозь рассеиватель без взаимодействия. Исходными экспериментальными данными для определения относительных значений дифференциальных сечений (n — n)-рассеяния в опытах являлись относительные скорости счета детектора $\nu_1(x)$ и $\nu_2(x)$ с рассеивателями из D_2O и H_2O с одинаковыми числами ядер, помещавшимися поочередно в пучке нейтронов на одинаковых расстояниях x от детектора (см. рис. 1)*. При последовательном изменении этого расстояния меняется область углов падения рассеянных нейтронов на детектор; тем самым создается возможность обследования всего интервала углов рассеяния, подлежащего изучению.

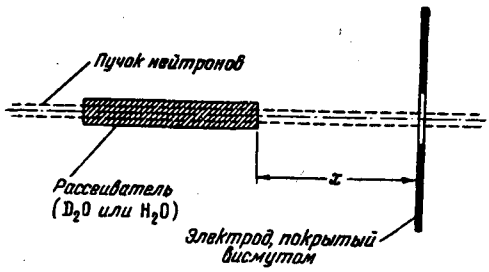


Рис. 1. Схема опытов с кольцевой камерой деления

Разработанный нами метод был математически рассмотрен Е. П. Тамбовцевым (5). Им получены уравнения, выражающие связь между найденными из опытов с кольцевой камерой величинами $\nu_1(x)$ и $\nu_2(x)$ и относительными значениями функции

$$S(\theta) \doteq k\,[\sigma_{nn}(\theta) + I(\theta)], \qquad (3)$$

где k — постоянный коэффициент.

В вычислениях учитывалось поглощение нейтронов в рассеивателе, энергетическое распределение нейтронов в пучке и эффективность камеры деления для нейтронов разных энергий, найденная на основании данных наших измерений сечения деления висмута при $E_n = 120$ и 380 Мэв (6), а также на основании данных работы (7).

Численные значения функции $S(\theta)$ (в относительных единицах), найденные в (5), приводятся во втором столбце табл. 1**. Согласно расчетам, эффективная энергия, к которой относятся данные значения $S(\theta)$, равна 300 Мэв.

Для определения значений $S(\theta)$ в абсолютных единицах в настоящей работе были использованы два независимых метода. В первом

* Анализ показал (1, 2), что в условиях описываемых опытов исключалась необходимость внесения в величины $\nu_1(x)$ поправок, связанных с регистрацией детектором упруго рассеянных дейтронов.

** Расчеты были выполнены Е. П. Тамбовцевым под наблюдением акад Н. Н. Боголюбова, за что авторы данной работы пользуются случаем выразить им свою благодарность.

случае интеграл $S(\theta)$ по всем углам рассеяния приравнивался разности между полными сечениями (n — d) и (n — p)-рассеяния:

$$\int S(\theta)\, d\Omega = \sigma_t(\mathrm{n}-\mathrm{d}) - \sigma_t(\mathrm{n}-\mathrm{p}). \qquad (4)$$

При этом, учитывая слабую зависимость от энергии указанных сечений, мы использовали для нормировки значение этой разности, найденное в измерениях с нейтронами, имеющими среднюю эффективную энергию 380 Мэв [8], и равное $(20{,}0 \pm 1{,}4)\cdot 10^{-27}$ см^2. Пронормированные таким образом значения функции $S(\theta)$ приведены в третьем столбце табл. 1.

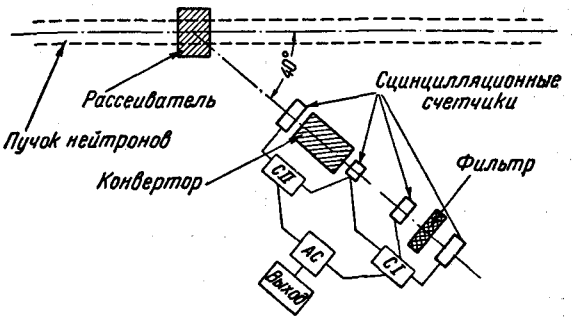


Рис. 2. Нейтронный телескоп

Второй способ нормирования $S(\theta)$ основан на разработанном нами методе определения абсолютных сечений (n — n)-рассеяния при помощи сравнения этих сечений с таковыми для (n — p)-рассеяния, измеренными в тождественных условиях. В новом приборе (получившем название «нейтронный телескоп», был использован принцип регистрации нейтронов высокой энергии от (n — p) или (n — n)-соударений путем

Таблица 1

$\theta^\circ_{\text{с. ц. и.}}$	$S(\theta)_{\text{относит.}}$	$S'(\theta)$	$S''(\theta)$	$I(\theta)_{\max}$	$\overline{S(\theta)}$	
		в 10^{-27} см^2/стерад.				
12	$2{,}1 \pm 0{,}4$	$7{,}0 \pm 1{,}4$	$9{,}2 \pm 3{,}0$	—	$7{,}4 \pm 1{,}3$	
16	$1{,}6 \pm 0{,}3$	$5{,}3 \pm 1{,}1$	$7{,}0 \pm 2{,}3$	—	$5{,}7 \pm 1{,}0$	
20	$1{,}3 \pm 0{,}2$	$4{,}3 \pm 0{,}7$	$5{,}7 \pm 1{,}8$	—	$4{,}5 \pm 0{,}7$	
30	$0{,}85 \pm 0{,}2$	$2{,}8 \pm 0{,}7$	$3{,}7 \pm 1{,}3$	—	$3{,}0 \pm 0{,}6$	
40	$0{,}85 \pm 0{,}2$	$2{,}8 \pm 0{,}7$	$3{,}7 \pm 1{,}3$	0,60	$3{,}0 \pm 0{,}6$	
50	$0{,}94 \pm 0{,}2$	$3{,}1 \pm 0{,}7$	$4{,}1 \pm 1{,}4$	0,36	$3{,}3 \pm 0{,}6$	$\sigma_{\text{пр}}(\theta)$
60	$1{,}03 \pm 0{,}2$	$3{,}4 \pm 0{,}7$	$4{,}5 \pm 1{,}5$	0,20	$3{,}6 \pm 0{,}6$	
70	$1{,}00 \pm 0{,}2$	$3{,}3 \pm 0{,}7$	$4{,}4 \pm 1{,}4$	0,10	$3{,}5 \pm 0{,}6$	
80	$1{,}00 \pm 0{,}2$	$3{,}3 \pm 0{,}7$	$4{,}4 \pm 1{,}3$	0,09	$3{,}6 \pm 0{,}6$	
90	$0{,}97 \pm 0{,}25$	$3{,}2 \pm 0{,}9$	$4{,}3 \pm 1{,}6$	0,04	$3{,}5 \pm 0{,}8$	

счета протонов перезарядки, образующихся в конверторе из легкого вещества, помещавшемся на пути регистрируемых нейтронов (см. рис. 2). Протоны считались телескопом из трех сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадения (система CI). Для исключения возможности регистрации телескопом заряженных частиц, летящих от рассеивателя, применялась схема двойных совпадений из счетчиков, расположенных непосредственно перед и позади конвертора (система CII) и включенных на антисовпадения с системой CI. Энергетический порог регистрации нейтронов определялся толщиной медного фильтра, устанавливаемого на пути протонов перезарядки, между счетчиками 2 и 3 системы CI.

В результате опытов, выполненных с нейтронным телескопом и рассеивателями малых размеров из D_2O и H_2O и CH_2 и C, при помощи данных о $\sigma_{\text{пр}}(\theta)$, заимствованных из работы [9], было найдено, что для нейтронов со средней энергией 380 Мэв и угла $\theta = 85^\circ$ (в системе

центра инерции двух нуклонов) $S(\theta)$ составляет:

$$S(85°) = (4{,}4 \pm 1{,}2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}. \quad (5)$$

Функция $S(\theta)$, пронормированная при помощи (5) в абсолютные значения, приводится в столбце 4 табл. 1. В пятом столбце даны предельные значения сечения интерференции, вычисленные в [4]. (Истинные значения $I(\theta)$ могут быть существенно меньше.) Шестая колонка таблицы содержит значения $S(\theta)$, полученные в результате усреднения по обоим способам нормирования. Для углов $\theta \geqslant 50°$ сечения, приведенные в этом столбце, совпадают с дифференциальными сечениями рассеяния нейтронов свободными нейтронами.

Можно видеть, что в изученной области углов $50° \leqslant \theta \leqslant 90°$ эти сечения близки по величине к дифференциальным сечениям рассеяния протонов протонами и, повидимому, также слабо зависят от угла рассеяния.

Величину полного сечения (n — n)-рассеяния σ_t(n — n) можно грубо оценить, предположив существование изотропии в (n — n)-рассеянии на углах $\theta < 50°$. При таком допущении σ_t(n — n) оказывается равным $22 \cdot 10^{-27}$ см^2 и близким к полному сечению (p — p)-рассеяния $23 \cdot 10^{-27}$ см^2, найденному в [10] для сходной энергии протонов. Подтверждением равенства полных сечений (n — n) и (p — p)-взаимодействий является также экспериментально установленный факт равенства (с точностью до ошибок опытов) полных сечений (n — d)- и (p — d)-взаимодействий при одинаковой энергии налетающих нуклонов: σ_t(n — d) $= (60 \pm 3) \cdot 10^{-27}$ см^2 при $E_n = 380$ Мэв [8] и σ_t(p — d) $= (55{,}6 \pm 2{,}2) \cdot 10^{-27}$ см^2 при $E_p = 408$ Мэв [11]. Отмеченные факты свидетельствуют в пользу справедливости предположения о зарядовой симметрии ядерных сил.

Непосредственные данные о зависимости полного сечения (n — n)-рассеяния от энергии отсутствуют. Косвенные же сведения, получаемые из анализа энергетической зависимости полных сечений сложных ядер, а также из сопоставления полных сечений (n — d) и (n — p)-взаимодействий в области высоких энергий нейтронов, определенно свидетельствуют о слабой зависимости сечения (n — n)-рассеяния от энергии в интервале энергий 160—400 Мэв [2].

Сопоставление найденных сечений (n — n)-рассеяния с таковыми для (n — p)-рассеяния показывает, что неравенство

$$\sigma_{np}\left(\frac{\pi}{2}\right) \geqslant \frac{1}{4}\sigma_{nn}\left(\frac{\pi}{2}\right)$$

выполняется и что, следовательно, результаты опытов по (n — n)-рассеянию также не противоречат зарядовой независимости ядерных сил.

В заключение выражаем благодарность проф. И. Я. Померанчуку за дискуссии по проблеме взаимодействия нуклонов с дейтронами.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступило
2 XI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. П. Джелепов, Б. М. Головин, В. И. Сатаров, Отчет Инст. ядерных проблем АН СССР, 1953. [2] В. П. Джелепов, Диссертация, Инст. ядерных проблем АН СССР, март, 1954. [3] И. М. Шмушевич, Диссертация, ЛФТИ АН СССР, 1952. [4] Б. М. Головин, Отчет Инст. ядерных проблем АН СССР, 1954. [5] Е. П. Тамбовцев, Отчет АН СССР, 1952 и 1954. [6] В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, Б. М. Головин, В. Б. Флягин, Отчет Инст. ядерных проблем АН СССР, 1952. [7] J. Jungerman, Phys. Rev., **79**, 632 (1950). [8] В. П. Джелепов, Б. М. Головин, В. И. Сатаров, Отчет Инст. ядерных проблем АН СССР, 1952. [9] В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, там же, июнь, 1951. [10] O. Chamberlain et al., Phys. Rev., **93**, 1424 (1954). [11] J. Marshall et al., ibid., **91**, 767 (1953).