

УДК 539.141.

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНА НА НЕЙТРОНЕ И ВОПРОС О ЗАРЯДОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Б. Кюн

Центральный институт ядерных
исследований АН ГДР, Россендорф

Дан обзор экспериментальных и теоретических методов, использованных для определения длины рассеяния нейтрона на нейтроне. Из совокупности имеющихся экспериментальных данных извлекается взвешенное среднее значение для длины рассеяния. На основе полученного среднего значения a_{nn} рассматривается вопрос о нарушении зарядовой независимости и зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия.

A review is given of the experimental and theoretical methods, used to determine the neutron-neutron scattering length. From the existing experimental data the weighted average value and its standard deviation for the scattering length was extracted. On the basis of this average value the problem of the violation of charge independence and charge symmetry in the nucleon-nucleon interaction is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из проблем ядерных сил является зависимость взаимодействия нуклонов от зарядового состояния. Гипотеза о зарядовой независимости и о зарядовой симметрии нуклон-нуклонных сил возникла уже в тридцатые годы. Из приблизительного равенства энергий связи изобарных ядер следовало, что силы между разными парами нуклонов, т. е. между протоном и протоном, нейтроном и протоном и нейтроном и нейтроном примерно одинаковы. Чтобы сравнить энергии связи изобарных ядер, необходимо учитывать кулоновскую энергию непарных протонов, которую можно определить точно только тогда, когда достаточно хорошо известна волновая функция ядра. К сожалению, информация о волновых функциях ядер и в настоящее время не удовлетворительна. Поэтому полное подтверждение гипотезы таким образом невозможно. Несмотря на это, на основе гипотезы зарядовой независимости был развит формализм изоспина, который нашел широкое применение в ядерной физике и в физике элемен-

тарных частиц. Хотя успех этого формализма при описании явлений ядерной физики очевиден, остается фундаментальная задача экспериментальной проверки того, с какой точностью зарядовая независимость и зарядовая симметрия нуклон-нуклонного взаимодействия реализуются в природе.

Прямым способом подтверждения гипотезы является исследование взаимодействия разных пар нуклонов в опытах рассеяния. Но при сравнении результатов измерений $p-p$ и $n-p$ -рассеяния необходимо учитывать вклад кулоновских сил и других электромагнитных эффектов, которые перекрывают эффект чисто ядерных сил. Конечно, если речь идет о зарядовой независимости и зарядовой симметрии, имеется в виду только ядерная часть суммарного взаимодействия. Извлечение параметров взаимодействия между гипотетическими протонами без заряда из рассеяния между двумя реальными протонами является одной из задач при сравнении сил между разными нуклонами. В то время как $p-p$ и $n-p$ -рассеяние можно прямо наблюдать с высокой степенью точности, исследование рассеяния нейтрона на нейтроне существенно затрудняется тем, что нет нейтронных мишеней. Поэтому экспериментальные данные о $n-n$ -взаимодействии появились только в последние годы. Несмотря на то что в течение прошедших десяти лет многие экспериментаторы уделяли большое внимание этой проблеме, количественные данные о $n-n$ -взаимодействии, которые имеются в настоящее время, пока не удовлетворительны.

Настоящий обзор посвящен в основном обсуждению методов и результатов экспериментального исследования нейтрон-нейтронного взаимодействия. Результаты, достигнутые в этой области, несмотря на все недостатки, позволяют вывести некоторые заключения, касающиеся проблемы зарядовой зависимости ядерных сил. Кроме того, обсуждается современное состояние решения задачи вычисления параметров $p-p$ -взаимодействия на случай соответствующих частиц без заряда.

1. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНА НА НЕЙТРОНЕ

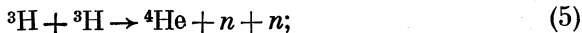
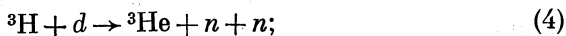
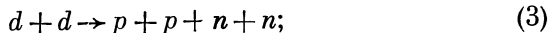
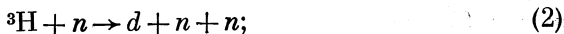
Рассеяние нейтрона на нейтроне можно осуществить, направляя пучок нейтронов на дейтерий. При этом нейтрон, входящий в состав дейтона, используется в качестве мишени. Этот метод применим при высоких энергиях, при которых энергией связи дейтона можно пренебречь.

Будем здесь рассматривать экспериментальные методы, позволяющие наблюдать взаимодействие двух нейтронов между собой только при низких энергиях. Ограничимся при изучении нашей проблемы использованием теории эффективного радиуса [см., например, работу [1)]. Параметры этой теории, эффективный

радиус и длина рассеяния a зависят от взаимодействия. Длина рассеяния весьма чувствительна к малым изменениям потенциала. Поскольку ожидаемые различия потенциалов для разных зарядовых состояний взаимодействующих нуклонов невелики, сравнение длин рассеяния разных пар нуклонов является как раз пригодным и достаточно чувствительным методом проверки зарядовой зависимости ядерных сил. Следовательно, в последние годы многие авторы обратили свое внимание на экспериментальное определение длины рассеяния нейтрона на нейтроне и на разработку соответствующих экспериментальных и теоретических методов.

Поскольку имеем дело с двумя одинаковыми частицами, взаимодействие наблюдается только в синглетном состоянии и соответственно речь пойдет об определении синглетной длины рассеяния a_{nn} . Эта величина, конечно, должна сравниваться только с синглетной длиной $n - p$ -рассеяния.

Общий метод определения длины рассеяния нейтрона на нейтроне. Плотность потоков нейтронов из реакторов или других источников не позволяет пока осуществить опыты по прямому рассеянию нейтронов на нейтронах. Поэтому длина рассеяния нейтрона на нейтроне a_{nn} определялась до сих пор только из ядерных реакций, в которых образуются два нейтрона. Взаимодействие этих нейтронов в конечном состоянии влияет на спектр вторичных частиц и, таким образом, позволяет определить a_{nn} . Реакции, которые были использованы для этой цели, следующие:



Сущность метода определения a_{nn} основывается на простых физических представлениях. Представим себе, что первичное взаимодействие начальных частиц происходит в малом объеме, размеры которого не превышают радиус действия ядерных сил. Если притяжение между двумя нейтронами является сильным и относительная энергия нейтронов малой, тогда существует большая вероятность, что между этими частицами происходит вторичное взаимодействие, которое получило название «взаимодействие в конечном состоянии» (ВКС). Вероятность ВКС можно выразить с помощью амплитуды рассеяния нейтрона на нейтроне. Для амплитуды реакции в целом из принципа детального равновесия можно заключить, что она вместе с амплитудой первичной

реакции должна содержать фактор, соответствующий рассеянию нейтрона на нейтроне. При сделанных предположениях, этот фактор приведет к значительному увеличению вклада амплитуды при таких кинематических условиях, для которых относительная энергия нейтронов мала. В этом случае можно использовать теорию эффективного радиуса, чтобы выразить фазу рассеяния δ_0 :

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -1/a_{nn} + r_{nn}k^2/2. \quad (7)$$

Здесь k — относительный импульс нейтронов; r_{nn} — эффективный радиус. Поскольку имеем дело только с малыми энергиями, можно ограничиться парциальной волной с $L = 0$. Тогда метод парциальных волн дает для сечения рассеяния

$$\sigma_0(k^2) = 4\pi \sin^2 \delta_0/k^2. \quad (8)$$

Из уравнений (7) и (8) следует

$$\delta_0(k^2) = 4\pi/[k^2 + (-1/a_{nn} + r_{nn}k^2/2)^2]. \quad (9)$$

Фактор такого вида входит в сечение всех процессов (1) — (6). Это описание ВКС независимо друг от друга было предложено А. Б. Мигдалом [2] и Ватсоном [3] и в литературе называется приближением Мигдала — Ватсона (теория МВ). Условие, касающееся малого объема реакции, требует особого внимания при применении этой теории ко всем реакциям с участием дейтронов из-за довольно размытой структуры дейтона.

Определяя ход $\sigma_0(k^2)$ из эксперимента, можно получить значения a_{nn} и r_{nn} . При достаточно малых k и $|r_{nn}/a_{nn}| \ll 1$ выражение (9) упрощается и имеет вид:

$$\sigma_0(k^2) = 4\pi/(k^2 + 1/a_{nn}^2). \quad (10)$$

С помощью формулы (10) можно определить только абсолютное значение a_{nn} . Знак остается неопределенным. Выражение (9) также дает два результата. В практике обычно один из них можно исключить с помощью χ^2 -критерия. Несмотря на это, желательно получить дополнительную информацию о знаке величины a_{nn} (см. ниже) другим путем.

Величина σ_0 принимает свое максимальное значение при импульсе $k = 0$. При $k^2 = 1/a_{nn}^2$ сечение падает на половину максимального значения. Эти обстоятельства важны для установления экспериментальных условий измерения a_{nn} . Необходимо выбрать параметры эксперимента таким образом, чтобы минимальное значение относительной энергии двух нейтронов было как можно ближе к нулю. В связи с тем что сечение реакций (1) — (6) определяется не только факторами (9) или (10), одно измерение сечения при малой энергии не может дать ожидаемого результата. Необходимо обязательно измерить сечение

в некоторой области k и определить a_{nn} из относительной формы спектра. Эта область должна включить по возможности значения k от нуля до величины, в несколько раз превышающей то значение $k^2 = 1/a_{nn}^2$, при котором σ_0 падает наполовину.

При подгонке сечения с помощью формулы (9) параметры a_{nn} и эффективный радиус r_{nn} коррелированы друг с другом. Это обстоятельство приобретает важное значение во многих работах по определению a_{nn} , как будет видно ниже. Зависимость сечения от r_{nn} при малых k относительно слабая. Для больших k в реакции (1) — (6) обычно начинают действовать другие механизмы реакции, так что формула (9) будет уже непригодной. По этим причинам до сих пор не удалось определить сколь-нибудь достоверное значение для r_{nn} .

Приближение Мигдала — Ватсона можно считать разумным только в таких условиях, в которых ВКС двух нейтронов является преобладающим фактором в амплитуде реакции, а амплитуду первичной реакции можно рассматривать постоянной. Вполне удовлетворительной теории процессов (1) — (6) пока не существует. Для понимания проблем, которые возникают при определении величины a_{nn} , рассмотрим здесь несколько упрощенную картину трехчастичных реакций. Надеемся здесь получить сведения о пределах применимости разных приближений, которые используются при определении a_{nn} . Наиболее простая реакция из процессов (1) — (5) — расщепление дейтона нейтроном. Рассмотрим эту реакцию в качестве примера.

Решения уравнений Фаддеева [4] дают полное описание трехнуклонных систем. Программа для решения этой сложной системы интегральных уравнений, которая пригодна для практического применения, была составлена Эбенхэхом [5]. В этих расчетах динамика трехнуклонной системы описывается полностью. Единственное приближение состоит в использовании простых моделей нуклон-нуклонного взаимодействия в виде сепарабельных потенциалов с различными форм-факторами, например потенциал Ямагучи [6]. Первые сравнения результатов Эбенхэха с экспериментальными данными реакций $d(p, 2p)n$ [5] и $d(n, 2n)p$ [7] показали хорошее согласие по абсолютному сечению и по форме спектра. В настоящее время ведутся дальнейшие экспериментальные работы с повышенной точностью, чтобы проверить применимость этой теории. Предварительные результаты указывают на то, что имеются некоторые небольшие отклонения теоретических спектров от экспериментальных [8]. Такие отклонения зависят от форм-фактора потенциала. Для определения a_{nn} этот факт весьма существен и требует тщательного исследования.

До сих пор наиболее полная теория редко использовалась для определения a_{nn} . Большинство измерений a_{nn} основано на более или менее простых моделях.

Как первое приближение теории Фаддеева можно рассматривать полюсное приближение [9]. Для дальнейших рассуждений полезно изложить здесь это приближение более подробно. В полюсной диаграмме (рис. 1) G представляет вершину развала дейтона.

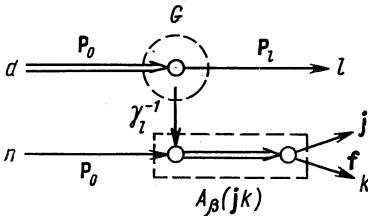


Рис. 1. Полюсная диаграмма расщепления дейтона

В линейном приближении по эффективному радиусу можно написать $G = \sqrt{8\pi\alpha_t}/(1 - \alpha_t r_{ct}/2)$. Величина G — константа, не зависящая от кинематики. Величина γ_i^{-1} называется пропагатором переданного нуклона и имеет вид $\gamma_i^{-1} = \alpha_i^2 + (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0/2)^2$ (\mathbf{p}_i — импульс частицы i ; \mathbf{p}_0 — импульс падающей частицы; обе в системе центра масс); α_t связано с энергией связи дейтона E_d и с массой нуклона m следующим образом: $\alpha_i^2 = -E_d m/\hbar^2$.

Величина $A_\beta(jk)$ описывает ВКС частиц j и k в синглетном или триплетном состоянии ($\beta = s, t$) и имеет вид (линейное приближение по эффективному радиусу):

$$A_\beta(jk) = [1/a_\beta - r_{0\beta} f_{jk}^2/2 + i f_{jk}]^{-1}.$$

Здесь f_{jk} — импульс относительного движения частиц j и k ; a_β и $r_{0\beta}$ — известные параметры теории эффективного радиуса для состояния β . Произведение этих трех факторов дает матричный элемент полюсной диаграммы:

$$T_{\beta ijk}^s = G \frac{A_\beta(jk)}{\gamma_i} = \frac{\sqrt{8\pi\alpha_t} (1 - \alpha_t r_{0t}/2)^{-1}}{[1/a_\beta - r_{0\beta} f_{jk}^2/2 + i f_{jk}] [\alpha_i^2 + (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0/2)^2]_i}.$$

Пока матричный элемент был написан только для одного определенного состояния полного спина S в начальном состоянии, для одного случая распределения трех нуклонов на частицы j, k и i и для одного спинового состояния частиц j и k , взаимодействующих в конечном состоянии. В полном матричном элементе реакции необходимо учитывать все возможные состояния и распределения. Это включает также и антисимметризацию. В работах [10, 11] было показано, что качественное согласие с экспериментом можно достигнуть только в случае применения полюсного приближения в полностью антисимметризованном виде.

Полный матричный элемент T реакции составляется следующим образом:

$$|T|^2 = \frac{2}{3} |T^{3/2}|^2 + \frac{1}{3} |T_t^{1/2}|^2 + \frac{1}{3} |T_s^{1/2}|^2. \tag{14}$$

Здесь $T_s^{3/2}$, $T_s^{1/2}$ и $T_t^{1/2}$ — члены, соответствующие трехнуклонным состояниям с полным спином $S = 3/2$ и $1/2$. Состояние $S = 1/2$ расщепляется на две возможные конфигурации, в которых два нуклона j и k занимают или триплетное, или синглетное состояние. Матричные элементы T_β^S в явном виде можно записать следующим образом [10, 11]:

$$\left. \begin{aligned} T_s^{1/2} &= -\sqrt{3} \frac{\hbar^2}{m} \pi G \left[\frac{A_t(23) + A_s(23)}{\gamma_1} + \frac{A_t(31) + A_s(31)}{\gamma_2} + 4 \frac{A_s(12)}{\gamma_3} \right]; \\ T_t^{1/2} &= \frac{\hbar^2}{m} \pi G \left[\frac{A_t(23) - 3A_s(23)}{\gamma_1} - \frac{A_t(31) - 3A_s(31)}{\gamma_2} \right]; \\ T_s^{3/2} &= 4 \frac{\hbar^2}{m} \pi G \left[\frac{A_t(23)}{\gamma_1} - \frac{A_t(31)}{\gamma_2} \right], \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

если частицы 1 и 2 — нейтроны, а частица 3 — протон.

Несмотря на то что полюсная диаграмма является только первым приближением, она позволяет описывать все важные черты механизма реакции. Двухчастичная амплитуда рассеяния $A_\beta(jk)$, описывающая ВКС частиц j и k , имеет максимум ВКС в спектре, если f_{jk} достигает минимума. Из формул для полного матричного элемента (11) и (12) следует, что в одном спектре, в зависимости от кинематических условий, можно наблюдать максимумы от всех трех пар частиц.

Другая зависимость матричного элемента от кинематики содержится в пропагаторах γ_i . Когда абсолютная величина вектора $\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0/2$ достигает минимума, в спектре появляется максимум. Наиболее высокий максимум получается для случая $\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_0/2 = 0$. Это значит, что один нуклон входящего дейтона сохраняет начальное движение и рассеяние происходит только между двумя частицами, т. е. имеет место квазисвободное рассеяние. В лабораторной системе один нуклон дейтона мишени остается в покое.

В случае применения приближения Мигдала — Ватсона из одиннадцати членов, входящих в полный матричный элемент, обычно рассматривается только один, а именно член с $A_s(12)$. При этом пропагатор считается константой. Применение приближения Мигдала — Ватсона требует выбора таких кинематических условий эксперимента, при которых член с $A_s(12)$ является преобладающим и все другие можно рассматривать как постоянный фон. Это условие лучше всего выполняется, если f_{12} достигает нуля. Тогда $A_s(12)$ имеет наиболее высокий максимум, ширина которого непосредственно связана с длиной рассеяния.

Характер приближения этого подхода требует тщательной проверки того, какие могут быть искажения максимума ВКС. Из кинематики следует, что около пика ВКС пропагатор γ_3 изменяется относительно мало. Но это не исключает сильной зависимости других членов матричного элемента от пропагаторов γ_1

и γ_2 . Другие искажения могут быть вызваны хвостами от максимума ВКС других пар частиц. Это особенно опасно при реакциях (4) и (5). Здесь ВКС для ${}^3\text{He} + n$ и ${}^4\text{He} + n$ приводит при соответствующих относительных энергиях к возбужденным состояниям систем ${}^4\text{He}$ и ${}^5\text{He}$. Максимумы этих состояний могут лежать близко к максимуму ВКС двух нейтронов.

Для определения a_{nn} было использовано импульсное приближение (ИП) [12], в котором предполагается, что падающий нейтрон взаимодействует только с одним нейтроном ядра мишени. Рассеяние между этими частицами рассматривается как рассеяние между свободными частицами. Это значит, что в сечение реакции входит амплитуда рассеяния нейтрона на нейтроне и, следовательно, величина a_{nn} . Связь нейтрона в ядре мишени учитывается приближенным заданием импульсного распределения этой частицы в соответствующем состоянии. В этой модели пренебрегается влиянием остальных нуклонов ядра мишени на двухчастичное взаимодействие. Такое предположение лучше всего выполняется, если расстояние между нуклонами в ядре мишени большое, как, например, в дейтоне, и если реакция происходит достаточно быстро, т. е. при высоких энергиях падающих частиц. Другую возможность извлечения величины a_{nn} из экспериментальных данных представляет борновское приближение (БП), о чем подробно описано в работе [13]. В выражение, описывающее конечное состояние реакции, входит волновая функция относительного движения двух нейтронов. В волновой функции фазовый сдвиг δ_0 можно заменить параметрами теории эффективного радиуса. С помощью борновского приближения можно наиболее полно описать начальное и конечное состояния реакций, но принципиальное ограничение его применимости состоит в предположении, что взаимодействие, вызывающее реакцию, представляет собой малое возмущение.

Как мы видели, механизм трехчастичных реакций довольно многообразен. Обычно экспериментальные условия выбираются так, что преимущественно проявляется механизм ВКС. Но роль других механизмов полностью исключить невозможно. Поэтому весьма желательно проверить применимость выбранного теоретического описания реакции. Такую проверку можно осуществить, определяя длины рассеяния нейтрона на протоне a_{np} или протона на протоне a_{pp} такими же методами, как a_{nn} из зеркальных реакций. Этот подход получил название «процедура сравнения» и подробно обсуждался Ван Эрсом и Шлаусом [13]. Процедура сравнения справедлива, если механизмы зеркальных реакций одинаковы и конечные состояния аналогичны, так что обе реакции можно описать с помощью одной и той же модели. Строго такие требования никогда не выполняются. Несмотря на это, исследование зеркальных реакций позволяет получить дополнительную

информацию о механизме реакций и, следовательно, более уверенно интерпретировать эксперименты.

Ядерные реакции с тремя частицами в конечном состоянии имеют более сложную кинематику, чем с двумя. Экспериментальные методы измерения a_{nn} основаны на использовании особенности этой кинематики. Методы измерения можно разделить на две группы: кинематически полные и неполные измерения.

Начнем с описания полных опытов. Кинематика трех частиц в конечном состоянии определяется девятью переменными, т. е. абсолютным значением импульса и двумя углами направления вылета для каждой частицы. Благодаря законам сохранения импульса и энергии только пять из этих переменных независимы друг от друга. Если измерять двумя детекторами направления и энергии двух частиц, то определяются шесть переменных.

Поэтому получается, что энергия одной частицы зависит от энергии другой. Такая зависимость $E_1(E_3)$ называется кинематическим locusом (рис. 2). В формуле (12) индексы 1 и 2 использовались для нейтронов, а индекс 3 — для протона. Если регистрируются один из нейтронов и протон (или другая заряженная частица), тогда придется говорить о кинематическом locusе $E_1(E_3)$. Положение и форма кинематического locusа зависят от типа реакции, энергии падающих частиц, рода зарегистрированных частиц и углов расположения детекторов.

Формулы трехчастичной кинематики, например, можно найти в работе Ольсена [14]. Принципиальная схема кинематически полного эксперимента приведена на рис. 3. Частицы, вылетающие из мишени, регистрируются детекторами D_1 и D_2 . Импульсы от детекторов усиливаются и подаются на входы двумерного анализатора. С помощью быстрой схемы совпадения подавляются случайные совпадения. В памяти анализатора импульсы от истинных событий складываются в каналах, соответствующих энергиям E_1 и E_3 , лежащим на кинематическом locusе. Физическая информация содержится в распределении плотности событий над кинематическим locusом.

Кинематика всех событий, зарегистрированных таким образом, определена полностью. Это значит, что известны энергия и направление вылета третьей частицы и относительные энергии всех пар частиц. Подобное обстоятельство облегчает в значительной

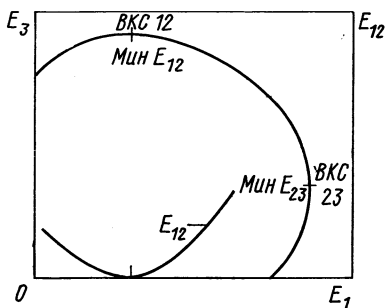


Рис. 2. Кинематический locus трехчастичной реакции

мере выбор параметров экспериментов и анализ полученных двумерных спектров. Легко найти условия, наиболее пригодные для проявления механизма ВКС. Если две частицы вылетают с относительной энергией равной нулю, они вылетают как одна частица с суммарной массой и суммарной энергией. Кинематика в данном случае такая же, как кинематика реакции с двумя частицами. Исходя из этого, можно вычислить соответствующие углы, под

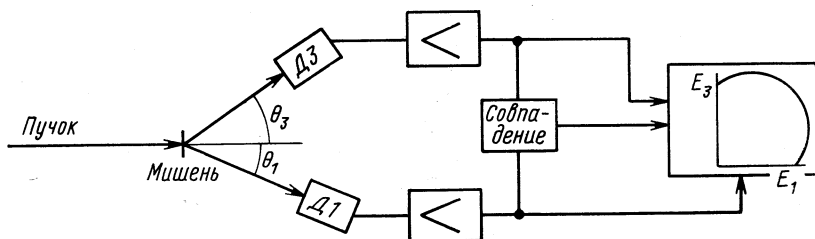


Рис. 3. Схема кинематически полного эксперимента

которыми следует ставить детекторы. Когда относительная энергия двух частиц достигает своего минимума, энергия третьей частицы максимальна. Например, при максимуме энергии частицы $3E_3$ появляется минимум относительной энергии частиц 1 и $2E_{12}$ (см. рис. 2). В этих местах спектров преимущественно наблюдается ВКС. Легко видеть из рис. 2, что двумерный спектр, представленный на кинематическом локусе, можно непосредственно рассматривать как сечение реакции в зависимости от относительной энергии. Это как раз то, что нас интересует при определении длины рассеяния. В точке ВКС 12 (см. рис. 2) сечение должно достигать максимума с шириной, соответствующей длине рассеяния.

В кинематически неполных опытах одним детектором измеряется спектр только одной частицы. Из пяти независимых кинематических переменных определяются только три. Это значит, что получается спектр, проинтегрированный по углу второй частицы. Крайним двумерным спектром, который дает вклад в такую совокупность, является тот, в котором относительная энергия двух незарегистрированных частиц достигает нуля. Если эти частицы взаимодействуют в конечном состоянии, то на верхней границе непрерывного спектра получается максимум. Высота и ширина этого максимума зависят от длины рассеяния.

Это можно показать в приближении Мигдала — Ватсона. В уравнениях (12) индексы 1 и 2 обозначают нейтроны. В одномерных спектрах регистрируется заряженная частица 3. Чтобы получить одномерный спектр частицы 3, следует интегрировать

дифференциальное сечение

$$\frac{d^5\sigma}{dE_3 d\Omega_1 d\Omega_3} \sim \rho |T|^2$$

по Ω_1 . Здесь ρ — фактор фазового пространства. Величины ρ и T зависят от кинематики. Фактор фазового пространства для кинематически полного спектра можно написать по Ольсену [14]:

$$\rho = m_1 m_2 m_3 p_1 p_3 / [m_1 + m_2 + m_3 (p_3 - p_0) p_1 / p_1^2].$$

В этом выражении скалярное произведение $(p_3 - p_0) p_1$ зависит от Ω_1 . Следовательно, фактор ρ подлежит интеграции. Чтобы показать зависимость матричного элемента T от Ω_1 , используем формулы полюсного приближения (12). Как мы уже видели, в приближении Мигдала — Ватсона рассматривается только член с A_s (12). Если предполагается, что все остальные члены малы, то остается интегрировать только этот член по углу Ω_1 :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_3} = \text{const} \int \frac{\rho d\Omega_1}{[(1/a_s - r_{0s} f_{12}^2/2 + i f_{12}) (\alpha_1^2 + (p_3 - p_0/2)^2)]^2}.$$

В знаменателе p_3 не зависит от Ω_1 , поскольку в трехчастичной системе имеются пять не зависящих друг от друга кинематических переменных, к которым относятся p_3 , v_3 , φ_3 , v_1 и φ_1 . Простое соображение с помощью законов сохранения импульса и энергии показывает, что относительный импульс f_{12} зависит только от E_3 или p_3 , а не от Ω_1 . Таким образом, интеграл сводится к интегралу по фазовому пространству и кинематически неполный спектр довольно просто зависит от относительного импульса. Длина рассеяния фактически определяет ширину максимума около верхней границы спектра. Это, конечно, справедливо только в приближении Мигдала — Ватсона.

Оба метода неоднократно применялись для измерения величины a_{nn} . При идеальных экспериментальных условиях (очень хорошее разрешение по энергии, нет фона, малые статистические погрешности пренебрежимы), и при точном теоретическом описании реакции, оба подхода равноценны. Но эти условия не выполняются.

В неполных опытах непрерывный спектр должен иметь резкий максимум на верхней границе энергетического спектра. Вследствие ограниченного экспериментального разрешения этот резкий максимум деформируется. Извлечение достоверного значения длины рассеяния из такого искаженного спектра требует очень тщательного свертывания по отношению к разрешению. Это свертывание затрудняется статистическими погрешностями. В работе Дависа и др. [15] исследуется, какие максимальные статистические погрешности допустимы при определенных энергетических

разрешениях, чтобы различить два спектра для $a_{nn} = -16$ ферми и $a_{nn} = -24$ ферми. Результаты этих расчетов приведены в табл. 1. Эти требования к экспериментальной точности увеличиваются гораздо больше, если необходимо определить величину a_{nn} с точностью около 1 ферми.

Проще обстоит дело при кинематически полных измерениях. Рассмотрим проекцию двумерного спектра на ось E_1 . Максимум

Таблица 1

Максимально допустимая статистическая погрешность ΔN , которую нельзя превышать, чтобы разделить спектр для $a_{nn} = -16$ ферми и для $a_{nn} = -24$ ферми в зависимости от энергетического разрешения ΔE [15]

ΔE , кэв	0	200	400	800
ΔN , %	9	6	3,3	2,8

от ВКС частиц 1 и 2, который, как функция от E_{12} , имел бы ширину 200-300 кэв, растягивается на 1 Мэв и больше, вследствие медленного изменения относительной энергии на месте максимума. Этот эффект уширения очень удобен, так как для эксперимента достаточно иметь умеренное разрешение по энергии. Чувствительность результата от свертывания за счет разрешения значительно меньше, чем в неполных опытах. Кроме того, в слу-

чае полных экспериментов информация о длине рассеяния содержится отдельно в каждой половине максимума.

Рассмотрение полного приближения в виде формулы (12) показало весьма сложную картину механизма трехчастичных реакций. Поскольку неполные измерения охватывают гораздо более широкую область кинематических переменных, чем полные опыты, применение простых приближений, как, например теория Мигдала — Ватсона, для извлечения a_{nn} из одномерных спектров, оказывается проблематичным. В полных опытах кинематическую область можно выбрать в соответствии с задачей и, таким образом, отдать предпочтение тому механизму реакции, который лучше всего описывается данным приближением.

В полных измерениях фон от случайных совпадений распределяется более или менее равномерно на всю область между осями E_1 и E_3 . Нетрудно интерполировать фон под спектром на кинематическом локусе. При неполных опытах фон необходимо определить отдельным измерением. Таким образом, кинематически полные измерения имеют некоторые существенные преимущества перед неполными опытами, так что от них можно ожидать более достоверных результатов.

Как уже отмечалось, экспериментальные спектры, полученные обоими методами, требуют свертывания в результате конечных разрешений по энергии и по углу. В настоящее время эта задача часто решается с помощью моделирования эксперимента по методу

Монте-Карло. После этих общих рассуждений можно перейти к рассмотрению отдельных реакций и полученных результатов.

Знак длины рассеяния нейтрона на нейтроне и проблема динейтрона. Здесь рассмотрим проблему получения дополнительной информации о знаке длины рассеяния. Из теории эффективного радиуса следует, что притягивающему потенциалу соответствует положительная длина рассеяния, если этот потенциал допускает существование связанного состояния двух нуклонов. И наоборот, получается отрицательная длина рассеяния, если притягивающий потенциал не приводит к связанному состоянию. Отталкивающему потенциалу соответствует тоже положительная длина рассеяния. Все факты ядерной физики указывают на то, что силы между нейтронами должны быть притягивающими. Вопрос о знаке длины рассеяния можно решить, доказав экспериментально существование или отсутствие связанного состояния двух нейтронов, так называемого «динейтрона».

Вопрос о существовании динейтрона экспериментально был изучен разными методами. Динейтрон можно искать в ядерных реакциях, в которых образуются два нейтрона в конечном состоянии, например ${}^3\text{H} (d, {}^3\text{He}) 2n$, ${}^3\text{H} ({}^3\text{H}, {}^4\text{He}) 2n$, $d (\pi^-, \gamma) 2n$. Существование связанного состояния привело бы к узким линиям в ${}^3\text{He}$ - , ${}^4\text{He}$ - или γ -спектрах соответствующих реакций. В работах [16—21] такие линии не были найдены. Верхняя граница вероятности образования динейтрона по сравнению с образованием пары двух свободных нейтронов была показана Батлером и др. [21] и равнялась $5 \cdot 10^{-9}$. Ярми и др. [17] нашли верхнюю границу сечения образования динейтрона $\sigma = 10^{-29} \text{ см}^2$.

Другим методом является метод активационного анализа. Если в одной из названных реакций образуется динейтрон, тогда его можно целиком захватить ядрами. В результате получается изотоп ядра мишени с массовым числом, увеличенным на две единицы. Этот продукт реакции отличается от продуктов захвата одного нейтрона по времени жизни. Такие эксперименты проводились Катазе и др. [22] на ядрах ${}^{209}\text{Bi}$ и ${}^{27}\text{Al}$. Ожидаемые изотопы ${}^{211}\text{Bi}$ и ${}^{29}\text{Al}$ не наблюдались.

Все эти эксперименты не подтвердили существования динейтрона. Отсутствие связанного состояния двух нейтронов в настоящее время общепризнанно. Следовательно, знак длины рассеяния нейтрона на нейтроне считается отрицательным.

Определение a_{nn} из реакции $d + n \rightarrow p + n + n$. Первая попытка определения a_{nn} из реакции $d + n \rightarrow p + n + n$ была проведена Илаковаком и др. в 1961 г. [23]. В этой работе измерялся одномерный спектр протонов под углом 4° (неполный опыт), результат приведен на рис. 4. Теоретическая интерпретация спектра с помощью борновского приближения привела к значению $a_{nn} = -22 \pm 2 \text{ ферми}$. Приведенная погрешность содержит

только статистические. Эта же группа повторила эксперимент и получила несколько более уточненное значение $a_{nn} = -21,7 \pm \pm 1$ ферми при измерении под углом $4,8^\circ$ [24]. Измерения такого рода были проведены еще несколько раз. Особенного внимания заслуживала работа Войтовецкого и др. [25]. Эти авторы использовали для интерпретации экспериментальных спектров метод суммирования диаграмм Б. В. Комарова и А. М. Поповой [9]. При интерпретации спектров были учтены полюсная и треугольная диаграммы. Вклад остальной бесконечной серии диаграмм был учтен в виде некоторой постоянной, не зависящей от кинематики. В результате было получено значение $a_{nn} = -23,6_{-2}^{+1,6}$ ферми.

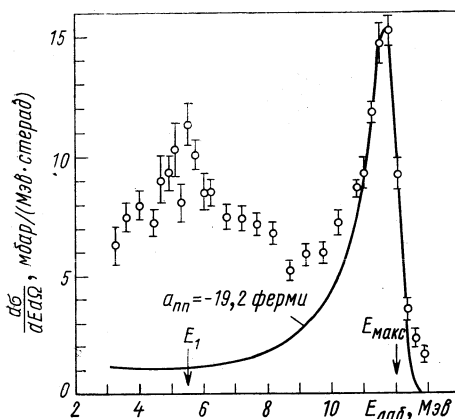


Рис. 4. Одномерный спектр протонов из реакции $d(n, p) 2n$ [23]; $E_n = 14$ Мэв, $\vartheta_p = 4^\circ$

Мигдала — Ватсона. Поэтому подход Войтовецкого и др. [25] напрашивается сам собой. Но в настоящее время появились новые расчеты вклада треугольной диаграммы [28, 29]. Оказалось, что она не позволяет улучшить описание экспериментов при малых энергиях. Напротив, она полностью искажает форму спектра. Только при относительно высоких энергиях (больше 50 Мэв) вклад треугольной диаграммы относительно полностью диаграммы уменьшается и превращается в поправку, которая улучшает интерпретацию экспериментов. Очевидно, что в таких условиях при малых энергиях остальные члены бесконечной серии диаграмм невозможно учитывать в виде некоторой постоянной, не зависящей от кинематики, как это было сделано в работе [25]. Следовательно, невозможно в дальнейшем считать правильными результаты, полученные на основе этих приближений. Полюсная диаграмма при энергиях, использованных для определения вели-

Фактически повторениями работы [25] являются эксперименты А. Н. Прокофьева и др. [26] и Б. Г. Скородумова и др. [27]. Результаты этих работ соответственно $a_{nn} = -23,2_{-1,9}^{+1,8}$ ферми и $a_{nn} = -23,0_{-3,6}^{+4,2}$ ферми. Б. Г. Скородумов и др. сравнивали свои экспериментальные спектры также с расчетами по БП и ИП. В этих случаях теория лучше согласуется с экспериментом, если $a_{nn} = -15$ ферми.

Полюсная диаграмма или более общий метод суммирования диаграмм должны дать полное описание трехнуклонной системы, чем теория

чины a_{nn} , дает сечение на порядок больше, чем эксперимент. Кроме того, есть указание на то, что максимум ВКС получается шире, чем в измеренных спектрах [10].

Очень тщательное измерение в кинематически неполном опыте проводили Ширато и др. [30]. Эти авторы обратили особое внимание на аккуратное свертывание спектра. При теоретической интерпретации они использовали ИП и получили результат $a_{nn} = -19,3 \pm 0,8$ ферми. Кроме того, расчет на базе уравнений Фаддеева по методу Кэхила [31] привел к значению $a_{nn} = -18,31 \pm 0,22$ ферми. По нашему мнению, точность этого эксперимента преувеличена. По правилам оценки статистических погрешностей при определении параметров с помощью критерия χ^2 экспериментальная неопределенность должна составлять величину порядка $\pm 1,0$ ферми.

Бонд [32] измерял спектры протонов при разных энергиях падающих нейтронов от 8 до 28 Мэв и нашел, что a_{nn} изменяется с энергией и, кроме того, зависит от теоретической интерпретации спектров. В табл. 2 приводятся результаты Бонда. Интересно отметить систематическую разницу значений a_{nn} , полученных с помощью приближения Мигдала — Ватсона и ИП. Бонд считал только результаты, полученные с помощью ИП, достоверными. В работе Стрикера и др. [33] сообщается об измерении a_{nn} при энергии падающих нейтронов 50 Мэв. С помощью ИП было найдено $a_{nn} = -21,7 \pm 1,2$ ферми. Можно предполагать, что ИП при таких высоких энергиях хорошо описывает экспериментальные данные. Тем не менее авторам не удалось получить удовлетворительного согласия между экспериментом и расчетом. Поэтому этот результат при определении среднего значения a_{nn} (см. ниже) не учитывался.

Процедура сравнения первый раз применялась в работе Слободяна и др. [34], чтобы проверить применимость теории Мигдала — Ватсона. Было найдено, что это приближение в случае

Таблица 2

 Результаты измерения a_{nn} для различных энергий падающих нейтронов E_n [32]

E_n , Мэв	a_{nn} , ферми	
	по МВ	по ИП
8	$-37,0^{+4,0}_{-7,0}$	$-22,0^{+2,3}_{-2,5}$
10	$-27,0^{+2,5}_{-3,0}$	$-16,0^{+1,5}_{-2,0}$
13	$-30,0^{+2,5}_{-4,5}$	$-17,5^{+1,7}_{-1,7}$
14	$-26,0^{+4,0}_{-5,0}$	$-14,0^{+3,0}_{-3,0}$
23	—	$-13,5^{+2,0}_{-2,5}$
28	—	$-16,5^{+4,5}_{-7,0}$
Среднее		$-16,8 \pm 1,0$
Среднее с исключением значений для 8 Мэв		$-15,9 \pm 1,4$

реакции $d(p, 2p)n$ дает $a_{pp} = -13$ ферми вместо значения $-7,8$ ферми, полученного из прямых измерений. Учитывая такое искажение результата теорий Мигдала — Ватсона, авторы извлекли из экспериментальных данных значения $a_{nn} = -16,7_{-3,0}^{+2,6}$ ферми. Эта работа показывает, что прямое извлечение a_{nn} из экспериментальных спектров с помощью теории Мигдала — Ватсона не приведет к правильному результату. Слободриян и др. выразили мнение, что это обстоятельство можно связать с довольно размытой структурой дейтона, которая не соответствует предположениям теории Мигдала — Ватсона. Но этот аргумент, очевидно, еще не решает проблемы. Несмотря на размытую структуру дейтона, теория Мигдала — Ватсона в случае полных измерений дает результат, отличающийся от результата, полученного с помощью расчетов Эбенхэха [1], на $0,5$ ферми.

Следует отметить также работы Грэслера и Хонекера [35, 36]. В этих экспериментах измерялись одномерные спектры нейтронов при условии совпадения с протонами. Причем кинематические условия были выбраны таким образом, что предпочтительно проявлялось ВКС двух нейтронов, а ВКС нейтронов с протоном подавлялось. Обработка этих двух экспериментов с помощью БП дала результаты $a_{nn} = -18,8_{-11,9}^{+5,5}$ ферми и $a_{nn} = -16,2 \pm 2,2$ ферми. Результаты других работ на основе неполных измерений приводятся в табл. 3 [37, 38].

В некоторых работах проводились кинематически полные измерения реакции $d(n, 2n)p$. Первыми сообщили о таком эксперименте Перрэн и др. [39]. Схема таких экспериментов показана на рис. 5.

Нейтроны из реакции ${}^3\text{H}(d, {}^4\text{He})n$ падают под прямым углом на мишень D_0 , которая является дейтериевым сцинтиллятором. В этом сцинтилляторе протоны от расщепления дейтона приводят к запуску двух нейтронных спектрометров D_1 и D_2 , которые с помощью методики времени пролета должны регистрировать два нейтрона на совпадение. Чтобы реализовать условие ВКС при малых относительных энергиях, оба нейтронных детектора должны стоять почти под одним и тем же углом. В опыте Перрэна и др. они стояли один за другим ($\Delta v = 0$). Главные трудности такого эксперимента заключаются в наличии только слабого и нефокусированного потока нейтронов и в подавлении фона. Окончательные результаты были приведены в работе [40]. Авторы сравнили экспериментальные данные с решениями уравнений Фаддеева, которые были получены Кэхиллом и др. [31] на основе потенциала Ямагучи. Они нашли, что значение $a_{nn} = -23,7$ ферми дает лучшее согласие с экспериментом, чем значение $a_{nn} = -16$ ферми.

Буше и сотр. [40] имели в своем кинематически полном эксперименте большие трудности с фоном и с неудовлетворительной

Таблица 3

 Результаты измерения a_{nn} с помощью реакции
 $d + n = p_2 + n + n_3$

E_n , Мэв	Угол, град	Экспериментальный метод	Теория	a_{nn} , ферми	r_{nn} , ферми	Литература
14	4	Неполный	БП	-22 ± 2	2,84	[23]
14	4,8		БП	$-21,7 \pm 1$	2,8	[24]
14	0	»	Диагр.	$-23,6^{+2}_{-1,6}$	—	[25]
14	—	»	ИП	-14 ± 3	—	[37]
8—28	5	»	БП	-16 ± 3	—	[32]
	20		ИП	$-15,9 \pm 1,1$	2,40	
14,1	—	»	МВ [46]	$-30,0$ ($-23,78$)	2,80	[38]
14	0	»	МВ срав.	$-16,7^{+2,6}_{-3,0}$	2,63	[34]
14,1	0	»	БП	$-16,2 \pm 2,2$	—	[36]
14,1	0	»	Диагр.	$-23,2^{+1,8}_{-1,9}$	2,65	[26]
14,06	3,5	»	Диагр.	$-23,0^{+3,6}_{-4,2}$	2,65	[27]
50	3,8	»	ИП	$-21,7 \pm 1,2$	2,60	[33]
14,1	4,0	Полный	БП	$-19,3 \pm 0,8$	2,60—3,00	[30]
14,1	4,0		ИП	$-18,31 \pm 0,22$		2,84
14,5	30		[31]	(-25)	—	[39]
14,1	$\pm 67,5$	»	БП	$-18,8^{+5,5}_{-11,9}$	—	[35]
18,4	—	»	МВ	$-16,4^{+2,6}_{-2,9}$	2,5	[42]
14,3	20	»	Диагр.	(-25 ± 3)	2,8	[48]
14,5	30		[31]	($-23,78$)	2,50	[40]
14,17	—	»	[46]	$-16,0 \pm 1,2$	2,86	[45]
130	—	»	МВ	$-16,8 \pm 1,3$	2,84	[47]
	—		МВ	$-17,1 \pm 0,8$	3,4 \pm 0,6	[43]
18,4	—	»	[5]	$-16,1 \pm 0,9$		

Значения a_{nn} , заключенные в скобках, — результаты не подгонки, а сравнения экспериментальных данных с теоретическими при фиксированных параметрах.

статистикой. Кроме того, они сравнили свои данные с предварительным вариантом расчетов Кэхилла, который тогда еще не дал правильного абсолютного сечения. Авторы отмечают, что расчеты дают сечения, в два раза превышающие экспериментальные. Следует отметить, что расчеты Кэхилла в конечном варианте и расчеты

Эбенхэха полностью совпадают и дают правильное сечение [41]. Таким образом, этот результат нельзя считать вполне надежным.

Второе измерение такого типа было проведено Цейтницом и др. [42]. В этой первой работе эксперименты были интерпретированы с помощью приближения Мигдала — Ватсона. Применялось моделирование экспериментальных данных по методу Монте-Карло. В результате было получено значение $a_{nn} = -16,4_{-2,9}^{+2,6}$ ферми. Позже эти же авторы повторили свой опыт

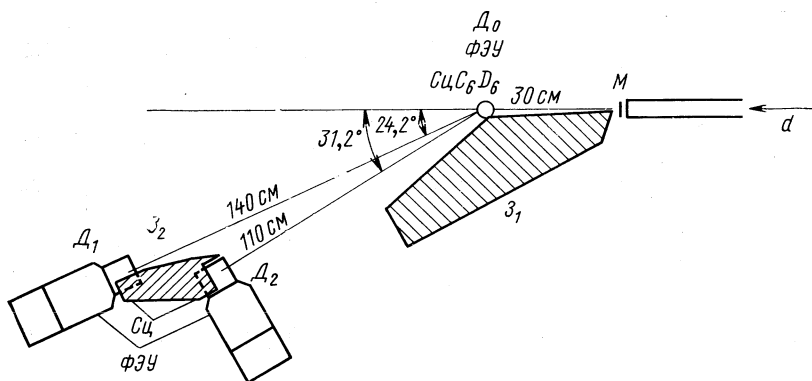


Рис. 5. Схема кинематически полного эксперимента определения a_{nn} из реакции $d(n, 2n)p$ с регистрацией двух нейтронов на совпадение: d — пучок дейтронов; M — тритиевая мишень; D_0 — дейтериевая мишень в виде дейтерированного сцинтиллятора для регистрации протонов отдачи; D_1 и D_2 — детекторы нейтронов с сцинтилляторами и быстрыми фотоумножителями; Z_1 и Z_2 — нейтронные защиты [42]

в улучшенных условиях. Интерпретация данных производилась на основе уравнения Фаддеева с помощью программы, написанной Эбенхэхом [5]. Окончательный результат этой работы $a_{nn} = -16,1 \pm 0,9$ ферми при эффективном радиусе $r_{nn} = 3,4 \pm 0,6$ ферми был сообщен на конференции в Лос-Анджелесе в 1972 г. [43]. (Промежуточный результат, приведенный в работе [44], оказался неверным из-за ошибки в процедуре моделирования по методу Монте-Карло [41].) По оценке авторов возможная теоретическая неопределенность результата составляет $\pm 0,5$ ферми. В действительности последние расчеты Эбенхэха для сепарабельных потенциалов с разными форм-факторами показывали, что ширина и высота максимума ВКС слабо зависят от форм-фактора потенциала [7]. Расчет с форм-фактором вида

$$g(p^2) \begin{cases} = (1 - p^2/2\beta^2)^2, & p^2/\beta^2 < 2; \\ = 0, & p^2/\beta^2 \geq 2 \end{cases}$$

(β^2 — параметр распространения ядерных сил) дает лучшее согласие с экспериментальными спектрами, чем потенциал Ямагучи. При использовании этого форм-фактора длина рассеяния увеличивается на $a_{nn} = -16,5$ ферми.

На конференции в Лос-Анджелесе в 1972 г. были предложены еще две работы этого типа. Брэунлих и др. снимали двумерный спектр при энергии падающих нейтронов $14,17$ Мэв [45]. Предполагая эффективный радиус $r_{nn} = r_{np} = 2,86$ ферми известным, они получили с помощью теории Аарона и др. [46] значение $a_{nn} = -16,0 \pm 1,2$ ферми и на основе приближения Мигдала — Ватсона $a_{nn} = -16,8 \pm 1,3$ ферми. Мак Наутон и др. [47] сообщили предварительный результат $a_{nn} = -17,1 \pm 0,8$ ферми измерения при энергии падающих нейтронов 130 Мэв. При интерпретации этого эксперимента были использованы теория Мигдала — Ватсона и модель квазисвободного рассеяния.

Другую попытку определить величину a_{nn} с помощью кинематически полного измерения предпринимали Сауков и др. [48]. К сожалению, их результат $a_{nn} = -25 \pm 3$ ферми невозможно считать надежным. Статистика измерения явно недостаточна, и вычитание фона содержит произвол. При теоретической интерпретации авторы использовали полюсное приближение в виде формул Чернухина и Шувалова [49]. Эти формулы неправильно учитывают антисимметризацию трехнуклонной проблемы [10].

Результаты определения величины a_{nn} из реакции $d + n \rightarrow p + n + n$ приводятся в табл. 3. Из таблицы следует, что значения a_{nn} разделены на две группы. Одни из них группируются вокруг значения -23 ферми, другие -16 ферми. Первая группа содержит в основном кинематически неполные опыты. Но с помощью этого метода были получены также значения около 16 ферми. Результаты неполных измерений противоречивы. Диаграммный метод и теория Мигдала — Ватсона всегда давали a_{nn} около -23 ферми. Борновское приближение и ИП дали результаты в обеих областях. Бонд указал на большую разницу между результатами, полученными с помощью теорий МВ и ИП. Если иметь в виду, что кроме теоретической интерпретации экспериментальные погрешности и свертывание имеют большое влияние на результат, кажется не очень целесообразно исследовать причины этих расхождений в отдельности.

Если не будем учитывать измерения [40, 48], которые критиковались уже выше, то кинематически полные эксперименты дадут более ясную картину. Пять значений a_{nn} , полученных разными теоретическими методами и при разных энергиях, включая измерение [47] при 130 Мэв, совпадают в пределах $\pm 0,5$ ферми. Кроме того, среди этих результатов имеется один, полученный с помощью наиболее обоснованной теории Фаддеева [43]. Поэтому можно заключить, что с большой вероятностью значение a_{nn} в области —

16...—17 ферми более достоверно, чем другое значение около —23 ферми. При определении среднего значения a_{nn} (см. ниже) значения около —23 ферми не учитывались.

Определение a_{nn} из реакции ${}^3\text{H} + n \rightarrow d + n + n$. Механизмы этой реакции можно изобразить в виде диаграмм на рис. 6. Имеются две возможности реализовать взаимодействие двух нейтронов в конечном состоянии (диаграммы на рис. 6, а и б). Третьей

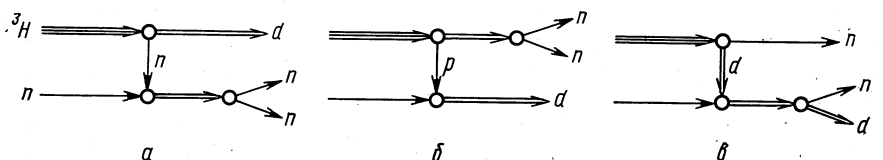


Рис. 6. Полюсные диаграммы реакции ${}^3\text{H} + n \rightarrow d + n + n$

диаграмме (см. рис. 6, в) соответствует взаимодействие нейтрона с дейтроном в конечном состоянии.

Айдаич и др. [50] первыми пытались извлечь длину рассеяния из этой реакции. Из спектра дейтронов, измеренного под углом 0° , они получили с помощью БП значение $a_{nn} = -18 \pm 3$ ферми. Такой же эксперимент, проведенный Фушини и др. [51], дал значение $a_{nn} = -17 \pm 2$ ферми. В этом случае приближение Мигдала — Ватсона использовалось для интерпретации спектра.

Адамом и др. [52] было проведено третье измерение величины a_{nn} с помощью ${}^3\text{H} + n \rightarrow d + n + n$. В данном случае авторы исследовали влияние различных волновых функций трития и системы $2n$, использованных в БП, на результат. Оказывается, что вид волновых функций приобретает существенное значение. Усреднение данных, полученных авторами, дает среднее значение для длины рассеяния $a_{nn} = -14,7$ ферми. Погрешность этого результата, обязанная в основном теоретической неопределенности, составляет ± 6 ферми. Значения a_{nn} , полученные при исследовании реакции ${}^3\text{H} + n = d + n + n$, приводятся в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Результаты измерения a_{nn} с помощью реакции ${}^3\text{H} + n = d + n + n$

E_n , Мэв	Угол, град	Экспериментальный метод	Теория	a_{nn} , ферми	r_{nn} , ферми	Литература
14,4	0	Неполный	БП	-18 ± 3	—	[50]
15,1	0	»	МВ	-17 ± 2	2,5	[51]
13,95	0	»	БП	$-14,7 \pm 6^*$	—	[52]

* Средний результат шести значений, полученных с помощью различных волновых функций для ${}^3\text{H}$ и для системы $2n$.

Чтобы проверить применимость этой реакции к определению a_{nn} , были исследованы зеркальные реакции ${}^3\text{He}(p, d)2p$ и ${}^3\text{He}(n, d)np$. В работе Антольковича и др. [53] было найдено, что приближение Мигдала — Ватсона дает слишком широкие максимумы в спектрах. Борновское приближение тоже не было в состоянии правильно описать экспериментальные данные из-за неопределенности волновой функции ${}^3\text{He}$. На основе других измерений при энергиях 30 и 46 Мэв Ханг и др. [54] пришли к выводу, что приближение Мигдала — Ватсона не пригодно для описания неполных экспериментов, но они успешно применяли это приближение к кинематически полным измерениям этих же реакций. Они объяснили это обстоятельство тем, что в кинематически полных опытах механизм ВКС можно выбирать более строго. Наконец, Харбисон и др. [55] тоже пришли к выводу, что при энергии 30,5 и 49,5 Мэв теория МВ дает слишком широкие максимумы по сравнению с экспериментом. Согласия с экспериментом можно было достигнуть, введя поправку за счет длиннодействующего кулоновского взаимодействия между протонами и дейтронами в конечном состоянии. Такие длиннодействующие силы несовместимы с предположениями, сделанными о приближении Мигдала — Ватсона. Если кулоновское взаимодействие действительно является причиной расхождения, то измерение величины a_{nn} с помощью реакции ${}^3\text{H} + n$ должно дать правильное значение, поскольку в этом случае нет кулоновских сил.

Пока расхождение между экспериментальными спектрами реакций ${}^3\text{He}(p, d)2p$ и ${}^3\text{He}(n, d)np$ и результатами теоретических расчетов по разным моделям еще слишком велико, чтобы с уверенностью можно было применять процедуру сравнения к этому набору зеркальных реакций. Весьма желательно подтвердить приведенные выше значения a_{nn} с помощью кинематически полных опытов.

Определение a_{nn} из реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$. При реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ образуются четыре частицы в конечном состоянии. Если применяется обычный метод двумерных измерений в E_1E_2 -плоскости, кинематически разрешенные события занимают непрерывно некоторую площадь, которая ограничена кинематическим locusом таких событий, при которых два нейтрона вылетают с относительной энергией, равной нулю. Этот locus фактически является locusом трехчастичной реакции $d + d \rightarrow p + p + (2n)$. Ширина распределения событий должна содержать информацию о величине a_{nn} . Предварительные данные о таком эксперименте были опубликованы Вичом и др. [56]. Оказалось, что регистрируемые события сильно концентрировались на трехчастичном кинематическом locusе на месте, соответствующем малой относительной энергии как двух нейтронов, так и двух протонов. Это значит, что механизм реакции похож на двухча-

стичную реакцию $d + d \rightarrow (2p) + (2n)$. Статистика этого эксперимента была еще недостаточна, чтобы извлечь значение a_{nn} . Такой же эксперимент был проведен Ассимакопулосом и др. [57], которые смогли определить значение $a_{nn} = -15,5 \pm 1,1$ ферми при энергии $E_d = 16,0$ Мэв и при угле 20° . Авторы, к сожалению, не сообщают, каким теоретическим методом был получен этот результат.

Экспериментальные данные об этой реакции пока не достаточны. Подробный теоретический анализ механизма реакции еще не проводился. Поэтому полученное в работе [57] значение a_{nn} можно рассматривать только как предварительный результат.

Определение a_{nn} из реакции ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$. Определению a_{nn} из реакции ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ посвящены работы [58—64]. В работах [62—64] представлены кинематически

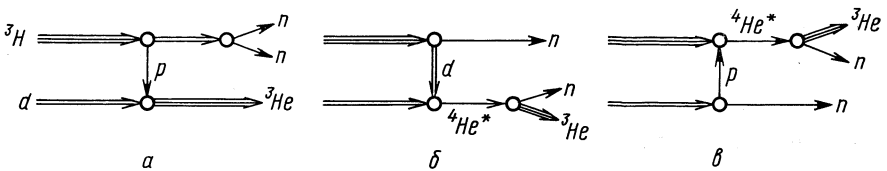


Рис. 7. Полюсные диаграммы реакций ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$

полные измерения, во всех других — кинематически неполные. Большое число работ посвящено анализу механизма реакции. В них исследуются зеркальные реакции ${}^3\text{He} + d \rightarrow {}^3\text{H} + p + p$ и ${}^3\text{He} + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + p$. Оказывается, что механизм этих реакций довольно сложный и сильно зависит от кинематических условий эксперимента. Поэтому анализ полученных спектров затруднителен и все попытки извлечь значение a_{nn} закончились успехом. С экспериментальной точки зрения реакция ${}^3\text{H} + d$ имеет большое преимущество по сравнению с предыдущими реакциями. Эту реакцию можно изучать прямо на интенсивном и хорошо фокусированном пучке заряженных частиц, получаемых из ускорителя.

Общей теории этой реакции пока не существует. До сих пор рассматривались только отдельные черты механизма, и на основе такого грубого подхода делались попытки извлечь параметры теории эффективного радиуса. Чтобы разобраться в различных возможных механизмах реакции, приведем их полюсные диаграммы (рис. 7). Имеются три возможности образования конечных состояний с двумя нейтронами. Для определения величины a_{nn} представляет интерес в основном диаграмма рис. 7, а. Здесь два нейтрона взаимодействуют в конечном состоянии.

Нельзя пренебречь диаграммами рис. 7, б и в. Этими диаграммами описываются разные возможности взаимодействия одно-

го из нейтронов с ${}^3\text{He}$ в конечном состоянии. Вероятность этого механизма зависит от относительной энергии нейтрона и ${}^3\text{He}$. Максимумы проявляются, если относительная энергия соответствует одному из возбужденных состояний системы ${}^4\text{He}$. Этот эффект дополнительно влияет на форму спектров и может полностью покрывать эффект ВКС двух нейтронов. Возможно найти и такие кинематические условия эксперимента, при которых возбуждения уровней системы ${}^3\text{He}$ заметной роли не играют.

Результаты определений a_{nn} из реакции ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ приведены в табл. 5. Неполные измерения покрывают

Таблица 5

 Результаты измерения величины a_{nn} с помощью реакции ${}^3\text{H} + d = {}^3\text{He} + n + n$

$E_d, \text{ Мэв}$	Угол, град	Экспериментальный метод	Теория	$a_{nn}, \text{ ферми}$	$r_{nn}, \text{ ферми}$	Литература
32,5	6	Неполный	МВ	$-16,1 \pm 1$	3,2	[58]
40	25		сравн.			
29,8	6	»	МВ	$-16,5 \pm 1$	3,1	[59]
31,9	8		сравн.			
11	6	»	БП	$-17,5 \pm 3$	2,6	[60]
	20		сравн.			
19,9 *	5	»	МВ	$-19,25 \pm 2$		[61]
22,0 *			сравн.			
83	2,5	»	МВ	$-15,5 \pm 1,1$	3,2 \pm 0,4	[63]
	7,5		сравн.			
13,43	29	Полный	МВ	$-12,7 \pm 0,8$	3,4 \pm 0,4	[62]
			МВ			
8,45	0	»	МВ	$-16,0 \pm 1,0$	2,67	[64]
			МВ	$-16,2 \pm 1,2$		

* Энергия ядер трития.

область энергии падающих дейтонов от 11 до 83 Мэв. Все авторы измеряли спектры ${}^3\text{He}$ при малых углах. В двух экспериментах [58, 60] измерения проводились при углах до 20—25°. В работе Ларсона [60] было показано, как сильно меняются выход реакции и форма спектров с увеличением угла (рис. 8). Максимум на верхней границе спектра исчезает в районе углов от 10 до 20°. При энергии 83 Мэв сечение реакции падает между углами 2,5 и 7,5° почти на порядок. Такое поведение сечения невозможно описать ни с помощью теории МВ, ни с помощью БП.

Во всех этих работах авторы пытаются проверить теоретическую интерпретацию на зеркальных реакциях. Баумгартнер и др. [58] и Гросс и др. [61] получают из реакции ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{H})2p$ правильное значение длины рассеяния протона на протоне a_{pp} ,

но их результаты для величины $a_{n,n}$ из реакции ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$ сильно отличаются (см. табл. 5). Здесь явно видно влияние возбужденных состояний ${}^4\text{He}$ на результат. Из кинематики следует, что относительная энергия ${}^3\text{He}$ и нейтрона является функцией от $E_{\text{зHe}}$. Это значит, что в соответствующих местах спектра ${}^3\text{He}$ имеются максимумы, обусловленные состояниями ${}^4\text{He}$. Если энергия падающих частиц выбрана неудачно, такой максимум будет лежать как раз вблизи максимума ВКС двух нейтронов и исказит

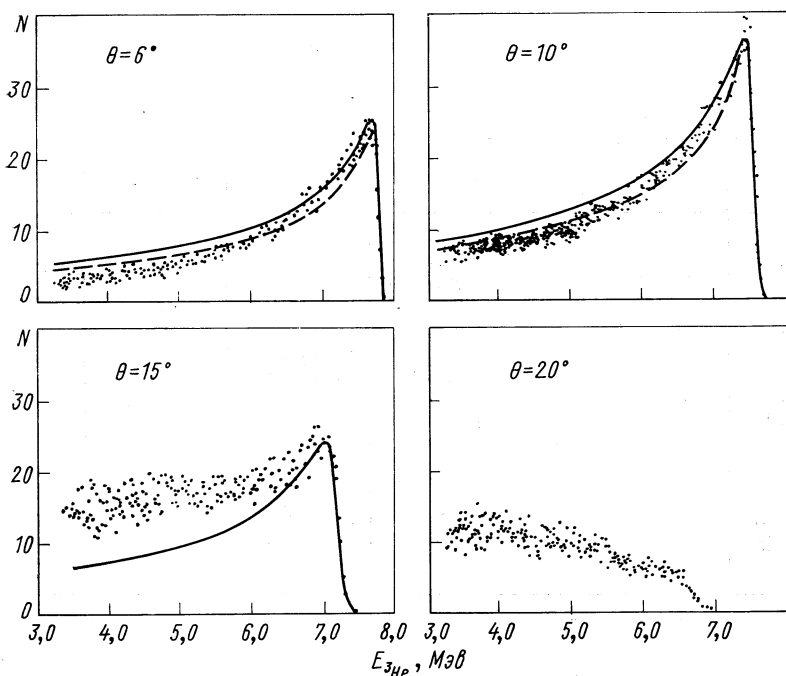


Рис. 8. Спектры ${}^3\text{He}$ из реакции ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + 2n$ при различных углах [60]

его форму. Если энергия падающих частиц слишком мала, состояния ${}^4\text{He}$ уже не возбуждаются. Если энергия достаточно большая, такие максимумы лежат далеко от конца спектра при малых энергиях ${}^3\text{He}$ и не влияют на ширину максимума от ВКС нейтронов. В этом состоит различие между результатами Баумгартнера и Гросса. Измерения Баумгартнера проведены при энергиях падающих дейтронов 32,5 и 40 Мэв, а измерения Гросса при 19,9 и 22,0 Мэв падающих тритонов. Простой расчет показывает, что при последних энергиях максимум состояния ${}^4\text{He}$ у 22 Мэв лежит

близко к концу спектра. Таким образом, результат Гросса следует считать ошибочным.

Слободриан и др. [59], а также Бахелиер и др. [63] определили вершинный форм-фактор из реакции ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{H})2p$, чтобы получить полное согласие между экспериментальным спектром и теорией МВ при правильном значении a_{pp} . Они учитывали этот форм-фактор при извлечении a_{nn} из реакции ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$. Этот подход подвергался критике со стороны других авторов, так как здесь предполагается полная зарядовая симметрия между этими двумя реакциями. Такая симметрия не может иметь место, потому что при ВКС ${}^3\text{He}$ и нейтрона появляется резонанс при энергии $1,9 \text{ Мэв}$ в ${}^4\text{He}$. Система ${}^3\text{H} + p$ имеет резонансы при 200 кэв и 3 Мэв , соответствующие уровням ${}^4\text{He}$ при 20 и 22 Мэв .

Больше двадцати работ посвящены изучению механизма реакций ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{H})2p$ и ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{He})pn$. Целью некоторых из них является получение информации о возбужденных состояниях ядра ${}^4\text{He}$ [65, 66]. В других работах изучается возможность получения параметров теории эффективного радиуса для $p-p$ и $n-p$ взаимодействия. Заключение авторов противоречивы. Некоторые из них получают правильные параметры [67], другие приходят к заключению, что измерение этих параметров с помощью таких реакций невозможно [68]. Причиной такого расхождения, очевидно, является сильная зависимость механизма реакций от кинематических условий эксперимента. Для случая кинематически полных измерений это наглядно было показано Ассимакопулосом и др. [67]. В результате выбора соответствующих условий этим авторам удалось наблюдать появление механизма ВКС, механизма квазиупругого рассеяния и возбуждение уровней ядра ${}^4\text{He}$ в более или менее чистом виде. В связи с этим было получено правильное значение для a_{pp} и a_{np} . Эта работа хорошо показывает преимущество кинематически полных измерений.

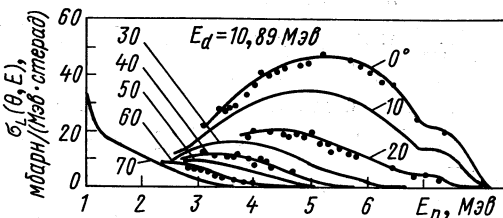


Рис. 9. Спектры нейтронов из реакции ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + 2n$ при различных углах [69]

На таком же тщательном выборе пригодных кинематических условий основан первый кинематически полный эксперимент для определения a_{nn} с помощью реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^3\text{He}n$ [62]. Углы детекторов нейтрона и ${}^3\text{He}$ были выбраны таким образом, что относительная энергия двух нейтронов достигала нуля. Чтобы

воспрепятствовать искажению спектра возбуждением уровней ${}^4\text{He}$, оба угла были выбраны достаточно большими ($\vartheta_{{}^3\text{He}} = 29^\circ$, $\vartheta_n = 65,4^\circ$). Последнее условие следует из работ Поше и др. [69] и Ярми и др. [70], которые измеряли спектры нейтронов реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ и нашли, что линии, соответствующие возбуждению уровней ${}^4\text{He}$, быстро исчезают при увеличении угла регистрации (рис. 9). При таких условиях в работе [62] удалось достигнуть отличного согласия между расчетами по теории МВ и экспериментальным спектром (рис. 10). Этот подход дополнительно был проверен при изучении спектров реакций ${}^3\text{He}(d, p){}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}(d, p){}^3\text{He}$ и при таких же кинематических условиях [71]. Эти спектры также удалось описать полностью в рамках теории МВ и таким образом извлечь правильные длины рассеяния a_{pp} и a_{np} (рис. 11). В этих исследованиях учитывалось также поведение пропагатора в диаграмме рис. 7, а. Расчеты показали,

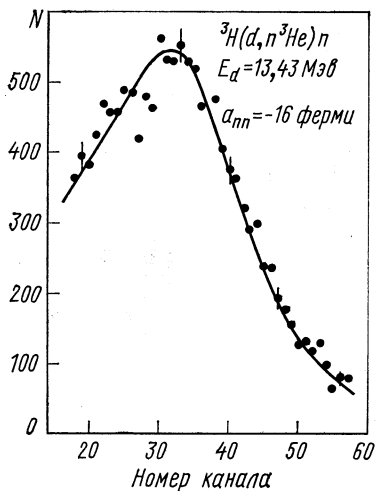


Рис. 10. Спектр реакции ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$, полученный в кинематически полном эксперименте Грѐчела и др. [62]:

на рисунке представлена проекция двумерного спектра на ось энергии нейтрона; — — результат подгонки с помощью теории МВ при $a_{nn} = -16$ ферми

что его можно считать постоянным в районе спектра, из которого извлекается длина рассеяния. Кроме того, было показано, что возбуждение уровней ${}^4\text{He}$ в действительности спектры не искажает.

В кинематически полном эксперименте Ереми и др. [64] были выбраны другие кинематические параметры. Оба нейтрона регистрировались под углом 0° на совпадении. Ими были получены с помощью теории МВ значения $a_{nn} = -16,2 \pm 1,2$ ферми. Можно заключить, что несмотря на то, что теоретического описания реакции ${}^3\text{H} + d$ в целом еще не существует, в специально выбранных случаях определенные приближения, как, например, теория МВ, позволяют измерять значения a_{nn} и получать надежные результаты.

Определение a_{nn} из реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$. Реакция

${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ до сих пор только два раза использовалась для определения a_{nn} [72, 73]. Несмотря на то что в этой реакции участвуют уже шесть нуклонов, теоретическая интерпретация должна быть более простой, чем в случае реакций с участием пяти нуклонов, которые были рассмотрены выше.

Частицы в начальном состоянии идентичны. Поэтому возможно только синглетное взаимодействие. Таким образом, спины начального и конечного состояний определены однозначно. Если род частиц в конечном состоянии фиксирован экспериментальными

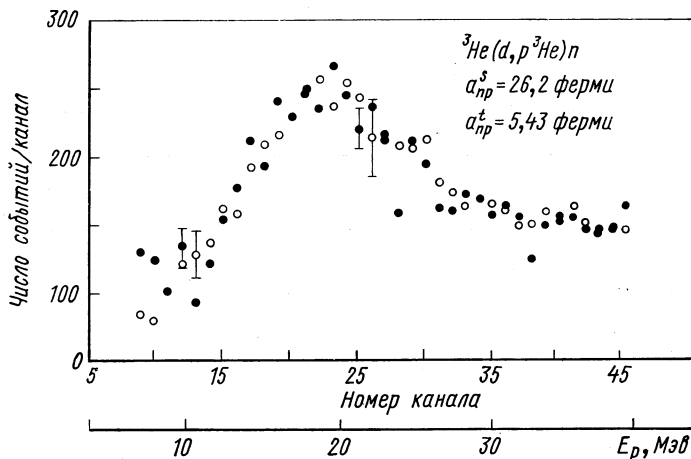


Рис. 11. Спектр реакции ${}^3\text{He} + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + p$, полученный в кинематически полном эксперименте Кюна и др. [71]:

на рисунке представлена проекция двумерного спектра на ось энергии протонов; $\circ\circ$ — экспериментальные данные; $\bullet\bullet$ — результаты моделирования эксперимента с помощью метода Монте-Карло

условиями, достаточно рассмотреть только две полюсные диаграммы, описывающие возможные механизмы реакции (рис. 12). Диаграмма рис. 12, а соответствует взаимодействию двух нейтронов в конечном состоянии. Диаграмма рис. 12, б представ-

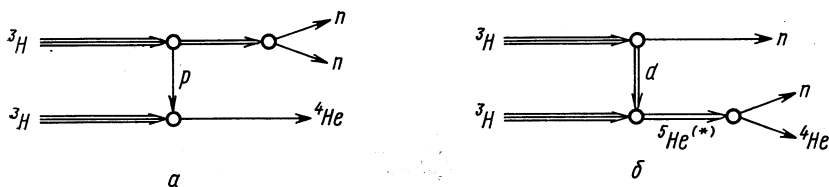


Рис. 12. Полюсные диаграммы реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$

ляет прохождение реакции через промежуточное образование нестабильной системы ${}^5\text{He}$. Хорошо известно, что основное состояние ${}^5\text{He}$ является $p_{3/2}$ -состоянием с энергией 0,95 Мэв. Это значит, что в результате взаимодействия между нейтроном и α -частицей при относительной энергии 0,95 Мэв должен появляться макси-

мум сечения. Первый возбужденный уровень ${}^5\text{He}$ — $p_{1/2}$ -состояние при энергии $2,5 \text{ Мэв}$ с шириной $1,5 \text{ Мэв}$. При интерпретации спектров необходимо иметь в виду, что возбуждение этих состояний ${}^5\text{He}$ может искажать максимум от ВКС двух нейтронов. В табл. 6 приведены основные данные и результаты двух измерений a_{nn} с помощью реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$.

Таблица 6

Результаты измерения величины a_{nn} с помощью реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} = {}^4\text{He} + n + n$

$E_t, \text{ Мэв}$	Угол, град	Экспериментальный метод	Теория	$a_{nn}, \text{ ферми}$	$r_{nn}, \text{ ферми}$	Литература
22	5	Неполный	МВ	$-16,69 \pm 0,51$	$2,84^*$	[72]
	8	»	МВ	$-17,4 \pm 1,8$	$2,4 \pm 1,5^{**}$	
1,39	10	»	сравн.			[73]
		Полный	МВ	$-18,1 \pm 0,8$	$2,84$	
		»	БП	$-15,0 \pm 1,0$	$2,7$	

* $r_{nn} = r_{pp} = 2,84$.

** Оба параметра a_{nn} и r_{nn} включены в процедуру подгонки.

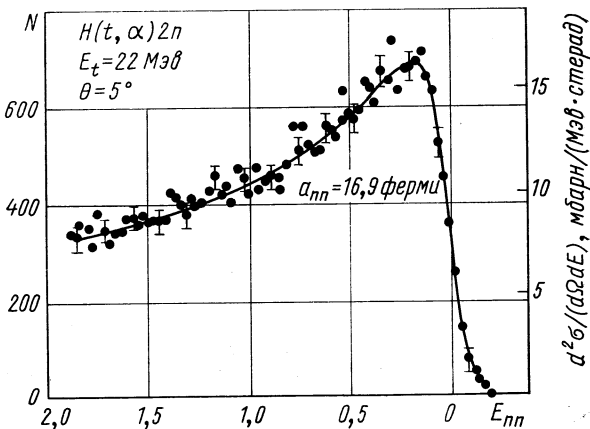


Рис. 13. Спектр ${}^4\text{He}$ реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ [72]. По оси абсцисс отложена относительная энергия нейтронов

В работе Гросса и др. [72] проводились кинематически неполные измерения ${}^4\text{He}$ -спектров реакций ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, {}^4\text{He}) 2n$, ${}^3\text{He}({}^3\text{H}, {}^4\text{He}) np$, и ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, {}^4\text{He}) pp$. Все спектры можно было хорошо описать с помощью теории МВ (рис. 13). Для длины рас-

сеяния нейтрона на протоне и протона на протоне были получены значения $a_{np}^S = -21,5 \pm 2,3$ ферми и $a_{pp} = -7,52 \pm 0,22$ ферми в хорошем согласии с результатами прямых измерений. При подгонке теории к экспериментальным спектрам корреляция между a_{nn} и эффективным радиусом r_{nn} была существенна.

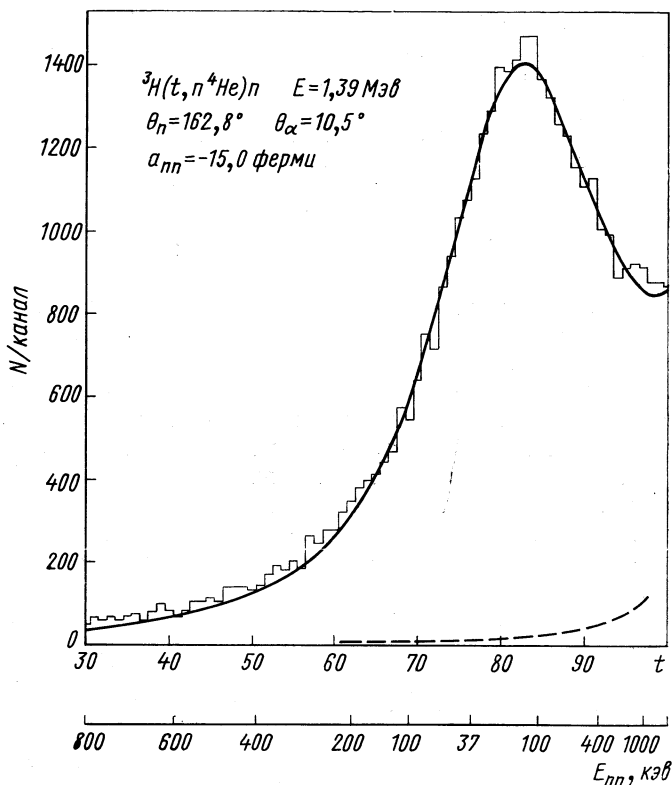


Рис. 14. Спектр реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$, полученный в кинематически полном эксперименте [73]. На рисунке представлена проекция двумерного спектра на ось времени пролета нейтрона. На нижней оси абсцисс нанесена относительная энергия двух нейтронов

Поэтому авторы определили a_{nn} при разных значениях r_{nn} . Кроме этого они использовали процедуру сравнения, определяя некоторый фактор «поправки» из спектра реакций ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, {}^4\text{He})pp$ и применяя этот фактор при нахождении a_{nn} . Результаты этой работы приведены в табл. 6.

Единственный кинематически полный эксперимент по реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, {}^4\text{He})pp$ проводили Кюн и др. [73]. Спектр нейтронов

измерялся по времени пролета. Кинематические параметры оптимально выполняли условия механизма ВКС. В двумерном спектре на соответствующем месте появился довольно сильный максимум от основного состояния ${}^5\text{He}$ (диаграмма рис. 12, б). Хвост этого максимума, очевидно, и влияет на максимум ВКС двух нейтронов. Чтобы понять влияние эффекта образования ${}^5\text{He}$ на определение длины рассеяния, были изучены реакции ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, p {}^4\text{He}) n$ и ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p {}^4\text{He}) p$ в аналогичных кинематических условиях. При реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p {}^4\text{He}) p$ на месте ${}^5\text{He}$ при относительной энергии 1,95 Мэв образуется ${}^5\text{Li}$ в основном состоянии. Из двумерных спектров этих реакций были извлечены длины рассеяния $a_{pp} = -7,6 \pm 0,6$ ферми и $a_{np} = -21 \pm 3$ ферми. При этом использовалась теория МВ и учитывалось влияние соответственно ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ на форму максимума ВКС. Оказалось, что форма хвоста максимума ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ на определение длины рассеяния заметно не влияет. Важна только амплитуда хвоста, которую можно было включить в процедуру подгонки как дополнительный параметр. Этот же подход был применен для определения a_{nn} . Проекция двумерного спектра на ось времени пролета нейтронов дана на рис. 14. Непрерывная кривая показывает результат подгонки на основе теории МВ. Штриховая кривая — относительно малая прибавка от ${}^5\text{He}$. Кроме того, был проведен расчет спектра с помощью БП. В пределах экспериментальных погрешностей результаты обеих интерпретаций совпадают. Хорошее согласие между экспериментом и теорией, очевидно, оправдывает описанный подход и подтверждает справедливость полученных значений a_{nn} (см. табл. 6).

В обеих работах было показано, что теория МВ хорошо описывает экспериментальные спектры. Поправка в случае работы [73] из-за влияния образования ${}^5\text{He}$ на максимум ВКС незначительна и полностью обоснованна. Интерпретация этих экспериментов оказалась сравнительно ясной и однозначной. Поэтому результаты, полученные из анализа реакции ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ можно считать в числе наиболее достоверных значений a_{nn} .

Определение a_{nn} из реакции $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$. Определение a_{nn} с помощью наблюдения ВКС нейтронов из реакции $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$ часто оценивают как наиболее достоверный метод. В этой реакции появляются только две сильно взаимодействующие частицы в конечном состоянии. Поэтому описание конечного состояния имеет дело только с взаимодействием двух нейтронов и, таким образом, теоретическая неопределенность результатов здесь наименьшая. С другой стороны, экспериментальные трудности довольно велики. Интенсивности π^- -пучков, имеющиеся в распоряжении экспериментаторов, были пока слабые. Вследствие этого статистика всех измерений, проведенных до сих пор с помощью этого метода, неудовлетворительна.

Попытка измерения a_{nn} с помощью реакции $\pi^- + d$ проводилась в нескольких неполных экспериментах и в одном полном. В неполных экспериментах измерялись только спектры γ -квантов, а в полном — были измерены спектры γ -квантов и обоих нейтронов в совпадении.

Реакция была открыта В. К. Пановским и сотр. в 1951 г. [74] с помощью измерения γ -спектра этого процесса. В том же году эти авторы впервые обсуждали возможность извлечения информации о взаимодействии между двумя нейтронами [75]. Но из-за недостаточного разрешения γ -спектра, использованного ими, можно было только сделать вывод о том, что вероятность образования динейтрона с положительной энергией связи составляет меньше 25% полного сечения реакции. Метод измерения γ -спектров в дальнейшем был улучшен другими авторами [76, 77]. Результаты этих работ приведены в табл. 7. Как видно, разброс полученных зна-

Таблица 7

 Результаты измерения величины a_{nn} с помощью реакции $\pi^- + d = n + n + \gamma$

E_γ , Мэв *	Экспериментальный метод	Теория	a_{nn} , ферми	r_{nn} , ферми	Литература
—	Неполный	Батсон [81]	Нет динейтрона	—	[75]
—	»	То же	$-15,9_{-\infty}^{+7,4}$	2,65	[76]
120—131,5	»	» »	$-15,1_{-3,3}^{+2,5}$	2,65	[77]
122—131,5	»	» »	$-19,1_{-5,9}^{+3,8}$	2,65	—
124—131,5	»	» »	$-19,0_{-6,6}^{+4,0}$	2,65	—
126—131,5	»	» »	$-17,0_{-7,7}^{+4,3}$	2,65	—
125—131,5	»	Бандер [82]	$-13,1_{-3,4}^{+2,4}$	—	[21]
120—131,5	»	То же	$-11,2_{-2,6}^{+1,9}$	—	
—	Полный	Бандер [82]	$-16,4 \pm 1,3$	2,65	[78]
—	»	То же	$-18,42 \pm 1,53$	2,65	[79] **
—	»	» »	$-16,4 \pm 1,6$	2,65	[80] **

* Интервал энергии γ -квантов, для которого проводилась подгонка.

** Обработка данных одного и того же эксперимента Хаддока и др. [78].

чений и экспериментальные погрешности оказываются сравнительно большими. Кроме того, результат зависит от области энергии γ -спектра, использованной для определения a_{nn} [77].

Широко известным стал кинематически полный эксперимент Хаддока и др. [78], который считают одним из наиболее важных и удачных измерений a_{nn} . Падающие π^- -мезоны останавливались в мишени из жидкого дейтерия. Мезон захватывается при нулевой энергии, причем γ -квант и пара нейтронов вылетают в одной плоскости. Импульс γ -кванта противоположен суммарному импульсу нейтронов. Ясно, что условие ВКС лучше всего выполняется при

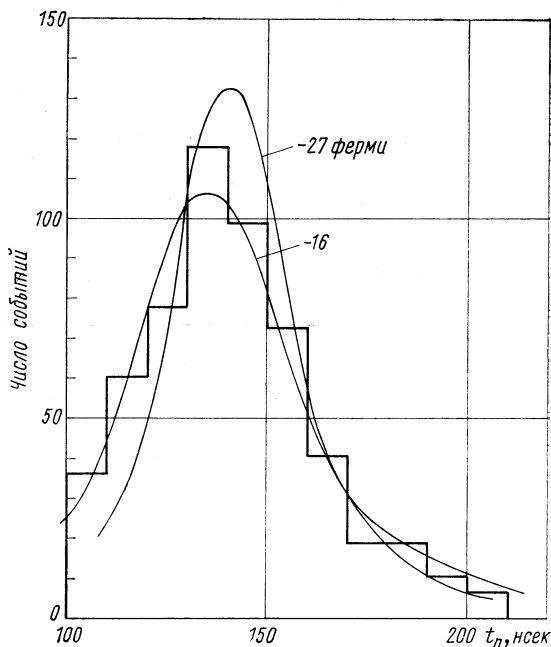


Рис. 15. Спектр нейтронов из реакции $\pi^- + d \rightarrow 2n + \gamma$ [78]. Гладкие кривые представляют результаты расчетов с параметрами $a_{nn} = -16$ ферми и $a_{nn} = -27$ ферми

малых углах между направлениями нейтронов. Этими условиями определялась геометрия эксперимента. Аппаратура позволяла измерять энергию и углы вылета γ -кванта и обоих нейтронов. Измерялись одномерные спектры нейтронов при условии совпадения между γ -квантом и обоими нейтронами при определенном угле между нейтронами. Один из полученных спектров приведен на рис. 15. Первая обработка экспериментальных данных давала $a_{nn} = -16,4 \pm 1,3$ ферми. Один из авторов проводил в дальнейшем другую обработку данных и получил значение $a_{nn} = -18,42 \pm 1,53$ ферми [79]. На конференции по малонуклон-

ным системам в Лос-Анджелесе в 1972 г. группа Хаддока опубликовала окончательный результат $a_{nn} = -16,4 \pm 1,6$ ферми повторного анализа данных, приведенных в работе [80]. Многолетняя работа по обработке эксперимента указывает на большие трудности в этой процедуре.

Теоретическая интерпретация экспериментальных спектров работ [75—77] основана на теории Ватсона и Стюарта [81], которая является предшественником общей теории ВКС Мигдала и Ватсона. Другая теория на основе импульсного приближения была разработана Бандером [82]. В этой теории учитываются кроме импульсного приближения первого порядка также члены, соответствующие многократному рассеянию. Было показано, что процессами более высокого порядка можно пренебречь при уровне экспериментальной точности, достижимой в настоящее время. Теория Бандера применялась в работах [21, 78—80].

Г. М. Шкляревский [83] описал реакцию $\pi^- + d$ на основе релятивистской диаграммной техники [83]. Он учитывал полюсную и треугольную диаграммы. Вклад бесконечного ряда диаграмм многократного перерассеяния оказался пренебрежимо мал. Результат расчетов Г. М. Шкляревского очень близок к результатам Бандера.

Сопоставление результатов приведенных работ показывает, что точность кинематически неполных измерений не удовлетворительна. Потенциальные возможности точного определения a_{nn} с помощью реакции $\pi^- + d$ в кинематически полных экспериментах, очевидно, еще не исчерпаны, поэтому кажется целесообразным повторить такой эксперимент на пионных пучках с более высокой интенсивностью.

Предложения для измерения a_{nn} другими методами. Выше были сделаны попытки собрать все известные результаты измерения длины рассеяния a_{nn} , полученные на основе ВКС двух нейтронов из ядерных реакций. Главный недостаток этого метода — несовершенное теоретическое описание данных реакций. Поэтому было бы весьма желательным измерить величину a_{nn} дополнительно другим методом, используя непосредственно взаимодействие свободных нейтронов. Такой эксперимент можно представить себе в принципе следующим образом.

Предположим, что какой-нибудь источник испускает поток нейтронов. Детектор нейтронов установлен таким образом, что нейтроны не могут попасть на него прямым путем из источника. Следовательно, он может регистрировать только нейтроны, рассеянные или внутри потока на других нейтронах, или на каких-нибудь коллиматорах, защитах или других предметах, находящихся в потоке. Желательный эффект дают нейтроны, рассеянные в самом потоке, остальные — фон. Измеряемый эффект пропорционален квадрату плотности потока. Это обстоятельство

облегчает наблюдение эффекта в том случае, если измерения проводятся в зависимости от плотности потока. На основе таких представлений были разработаны некоторые предложения для проведения экспериментов.

Моравчик [84] предлагал использовать для этой цели подземный ядерный взрыв. По его оценкам достигаемая погрешность сечения рассеяния нейтрона на нейтроне в области энергии от 20 *кэв* до 2 *Мэв* составляет примерно 10%. Хотя потоки нейтронов больше, чем при ядерных взрывах, невозможно получить, трудности проведения такого эксперимента очевидны.

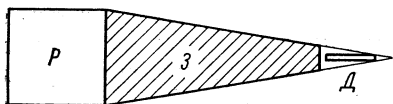


Рис. 16. К измерению величины a_{nn} с помощью реактора в космическом пространстве [85]:

P — реактор, *Z* — защита, *D* — детектор

Другой эксперимент был предложен И. И. Бондаренко и др. [85]. Здесь источником нейтронов является реактор, запущенный в космическое пространство. Таким образом, можно осуществить наиболее благоприятные условия для подавления фона. Расположение реактора, детектора и защиты показано на рис. 16.

Скорость счета нейтронов в детекторе можно представить выражением

$$N = \kappa Q^2 \bar{\sigma}_{nn} s \bar{\epsilon},$$

где Q — число нейтронов, испускаемых реактором; $\bar{\sigma}_{nn}$ — сечение рассеяния нейтрона на нейтроне, усредненное по энергии; s — площадь детектора; $\bar{\epsilon}$ — средняя эффективность детектора; κ — фактор, зависящий от спектра нейтронов реактора, распределения нейтронов по углу и геометрии аппаратуры. Легко заметить, что определение фактора κ — непростая задача и от ее решения зависит точность результата.

Такой опыт представляет собой наиболее чистый и ясный метод измерения рассеяния нейтрона на нейтроне, который можно представить себе. В работе И. И. Бондаренко и др. приводятся подробные оценки эффекта и фона в зависимости от мощности реактора и других параметров эксперимента. Предполагая, что поток нейтронов из реактора при импульсном режиме может достигать $Q = 8,6 \cdot 10^{17}$ нейтронов в одной вспышке, эффект должен иметь величину порядка 100 *нейтрон/импульс*.

Подробный анализ измерения длины рассеяния a_{nn} с помощью мощного импульсного реактора с плотностью потока $\Phi_n = 0,9 \cdot 10^{17}$ *нейтрон/(см²·сек)* проводили Дикинсон и др. [86]. В этом проекте детектор направлен на вакуумный аксиальный канал реактора, где происходит рассеяние нейтронов на нейтронах. При определенных геометрических условиях эксперимента нейтронный детектор должен считать 275 *нейтрон/импульс* реактора.

Амплитуду рассеяния нейтронов на нейтронах можно определить с погрешностью до $\pm 2-3\%$.

В дополнение к другим посредственным измерениям величины a_{nn} проведение опытов такого прямого типа было бы целесообразным. Причем точность таких экспериментов должна быть по крайней мере не хуже чем ± 1 ферми. Реализация экспериментов, предложенных И. И. Бондаренко и др., а также Дикинсоном и др., в основном зависит от осуществления мощных импульсных реакторов, которых пока не имеется в распоряжении экспериментаторов.

Сопоставление существующих экспериментальных результатов. Здесь сопоставим экспериментальные результаты и получим среднее значение a_{nn} , которое можно было бы рассматривать как наиболее достоверное значение величины a_{nn} . В табл. 8 приведены результаты определения a_{nn} , которые известны. Результаты представлены графически на рис. 17.

Измерения проводились различными способами на разных реакциях. При интерпретации экспериментов были использованы весьма разнообразные теоретические методы. Начиная с 1961 г. было получено большое число данных. Можно надеяться, что из них можно извлечь надежное среднее значение величины \bar{a}_{nn} . Конечно, не все результаты равноценны. Некоторые необходимо исключить при определении среднего значения. Эти случаи рассматривались выше.

Сначала следует проверить соответствует ли множество результатов a_{nn} , принятых к определению среднего значения \bar{a}_{nn} (см. табл. 8), условиям нормального распределения. Можно предположить, что результаты a_{nni} получены независимо друг от друга. На рис. 18 представлена последовательность результатов. Масштаб на оси ординат выбран таким образом, что $+\infty$

$$I = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-(a_{nn} - \bar{a}_{nn})^2 / (2s^2)] da_{nn},$$

т. е. интеграл нормального распределения преобразуется в прямую линию. Можно сказать, что последовательность значений a_{nni} хорошо ложится на прямую линию. Изгиб наверх около значения $a_{nn} = 16$ ферми указывает на то, что максимум распределения более острый, чем максимум нормального распределения.

Чтобы вычислить среднее значение, необходимо учитывать различную значимость отдельных результатов, которая зависит от экспериментальной точности, от надежности метода измерения и от достоверности теоретической интерпретации. Учитывать эти факторы в численном виде невозможно без некоторого произвола. Поэтому среднее значение \bar{a}_{nn} вычислялось в разных вариантах:

Таблица 8
Сопоставление результатов измерения величины a_{nn} *

Реакция	Экспериментальный метод	Теория	a_{nn} , ферми	$\pm \Delta a_{nn}$, ферми	Литература	Реакция	Экспериментальный метод	Теория	a_{nn} , ферми	$\pm \Delta a_{nn}$, ферми	Литература
$d(n, p) 2n$	Неполный	БП	-22,0	2	[23]	$d(n, p) 2n$	Полный	МВ	-17,1	0,8	[47]
	То же	БП	-24,7	1	[24]	$^3\text{H}(n, d) 2n$	»	[5]	-16,1	0,9	[43]
	»	Диагр.	-23,6	+2	[25]		Неполный	БП	-18,0	3	[50]
	»	»		-1,6			То же	МВ	-17,0	2	[54]
	»	ИП	-14,0	3	[37]	$d(d, pp) 2n$	»	БП ?	-14,7	6	[52]
	»	БП	-16,0	3	[32]	$^3\text{H}(d, ^3\text{He}) 2n$	Полный	МВ	-15,5	1,1	[57]
	»	ИП	-15,9	1,1			Неполный	сравн.	-16,1	1	[58]
	»	МВ	-30,0				То же	МВ	-16,5	1	[59]
	»	[46]	-23,78				»	сравн.	-18,4	1,4	[60]
	»	МВ	-16,7	+2,0	[38]		»	БП	-10,9		[61]
	»	сравн.	-16,2	-3,0	[34]		»	сравн.	-15,5	1,1	[63]
	»	БП	-2,2	+1,8	[36]		»	МВ	-11,3	0,8	
	»	Диагр.	-23,2	+1,9	[26]		»	сравн.	-12,7	0,8	
	»	»	-23,0	+3,6	[27]		Полный	МВ	-16,0	1,0	[62]
	»	Диагр.	-23,0	-4,2			»	МВ	-16,2	1,2	[64]
»	ИП	-24,7	1,2	[33]		Неполный	МВ	-16,69	0,51	[72]	
»	ИП	-19,3	0,8	[30]			МВ	-17,4	1,8		
»	[34]	-18,31	1,0	[39]			сравн.	-18,1	0,8		
Полный	БП	-25,0	+5,5	[35]		$d(\pi^+, \gamma) 2n$	Полный	МВ, БП	-15,0	1,0	[73]
»	»	-18,8	-11,9				Неполный	[81]	-15,9	+7,4	[76]
»	МВ	-16,4	+2,6	[42]			»	[81]	-17,5	-∞	[77]
»	Диагр.	-25,0	3,0	[48]			»	[82]	-12,2	2,6	[21]
»	[34]	-23,78		[40]			Полный	[82]	-16,4	1,3	[78]
»	[46]	-16,0	1,2	[45]			»	[82]	-18,42	1,53	[79]
»	МВ	-16,8	1,3				»	[82]	-16,4	1,6	[80]

* При вычислении среднего значения a_{nn} результаты, полученные из одного эксперимента различными теоретическими методами, учитывались как не зависящие друг от друга результаты. Если об одном эксперименте появилось несколько публикаций с разными результатами, отличающимися только по различным обработкам экспериментальных данных, учитывался только последний результат.

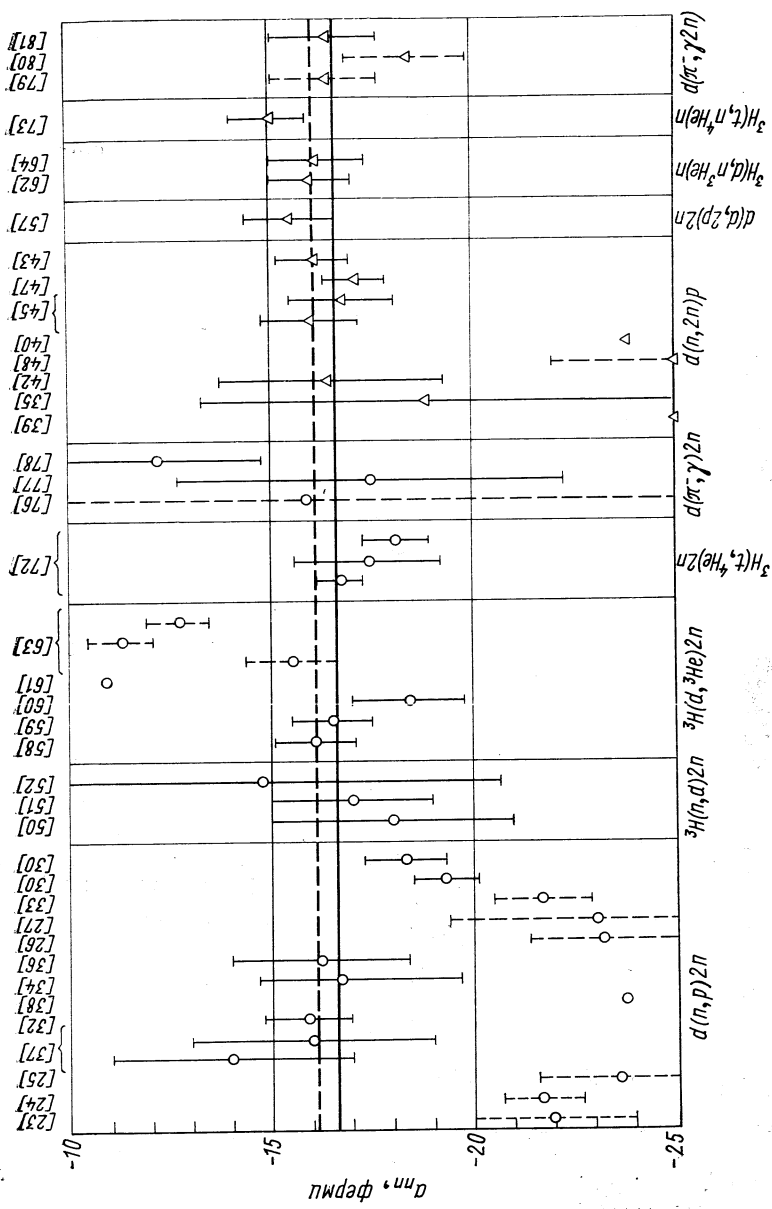


Рис. 17. Результаты измерения величины Δn_n :
 — среднее значение Δn , полученное взвешенным усреднением результатов по варианту 3; - - - - взвешенное среднее значение только кинематически полных измерений

- 1) предполагалось, что вес всех результатов одинаков;
- 2) предполагалось, что p_i результата равен обратному значению квадрата его погрешности $p_i \sim 1/\Delta a_{nni}^2$ (здесь не обращается внимание на то, что погрешности, приведенные разными авторами, не носят единого характера. Некоторые авторы дают только статистические погрешности, некоторые включают в погрешность

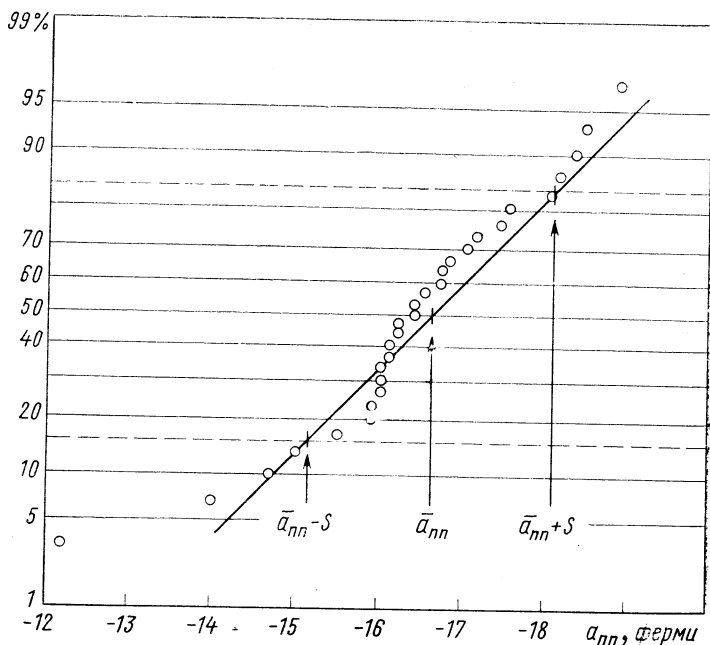


Рис. 18. Проверка последовательности результатов измерений a_{nn} на нормальное распределение. На оси ординат нанесена сумма весов результатов $\sum_{i=1}^i \frac{1}{\Delta a_{nni}^2}$ до измерения i (100% соответствуют сумме весов всех измерений (Δa_{nni} погрешность результата))

также систематические экспериментальные погрешности и в нескольких работах учитываются и теоретические неопределенности);

3) обсуждения, проведенные выше, показали, что кинематически полные измерения дают более достоверные результаты, поэтому в третьем варианте результаты кинематически полных измерений учитывались с двойным весом;

4) в конце было отдельно вычислено взвешенное среднее значение \bar{a}_{nn} результатов кинематически полных измерений.

В табл. 9 приведены средние значения \bar{a}_{nn} , полученные этими вариантами. Из таблицы видно, что средние значения \bar{a}_{nn} , найденные с помощью вариантов 1, 2, 3, совпадают с разбросом меньше $\pm 1\%$. Среднее значение \bar{a}_{nn} , полученное из кинематически полных измерений (вариант 4) заметно ниже, чем из полного набора измерений.

Таблица 9

 Средние значения длины рассеяния a_{nn}

Вариант	1	2	3	4
\bar{a}_{nn}	-16,50	-16,80	-16,61	-16,15

Дополнительный вес кинематически полных измерений был учтен в варианте 3. Автор предлагает принять результат этого варианта $\bar{a}_{nn} = -16,61$ ферми как в настоящее время наиболее достоверное значение длины рассеяния нейтрона на нейтроне. Стандартное отклонение данного распределения значений a_{nn} составит $S = \pm 1,45$ ферми.

Точное стандартное распределение, соответствующее полученным значениям \bar{a}_{nn} и S представлено на рис. 18 прямой линией. Она немного сдвинута вправо по сравнению с истинным распределением. Это обусловлено средним значением \bar{a}_{nn} , найденным при условии двойного веса кинематически полных измерений. Наконец, для 95%-ного доверительного интервала данного среднего значения можно вычислить значение $16,61 \pm 0,54$ ферми. Этот доверительный интервал включает и среднее значение, полученное из кинематически полных измерений.

Несколько замечаний следует сделать еще по поводу определения эффективного радиуса нейтрон-нейтронного взаимодействия r_{nn} . При рассмотрении результатов, найденных с помощью отдельных реакций, приводились значения эффективного радиуса, использованные авторами при подгонке экспериментальных данных для определения величины a_{nn} (см. табл. 3—6). Большинство авторов выбирает эффективный радиус $r_{nn} = r_{pp}$ или $r_{nn} = r_{np}$. Во многих работах отмечается, что значение r_{nn} можно выбирать в довольно широких пределах без заметного изменения результата для величины a_{nn} . Некоторые авторы включают эффективный радиус вместе с длиной рассеяния в процедуру подгонки. При этом видно, что область минимального значения χ^2 относительно $r_{nn} - a_{nn}$ -плоскости является длинным эллипсом, почти параллельным оси r_{nn} .

При изучении реакции ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He}) 2n$ с помощью дейтронов с энергией 83 Мэв [63] авторам не удалось интерпретировать экспериментальные данные подходящим набором параметров r_{nn} и a_{nn} (см. табл. 4). Результаты этой работы при определении среднего значения \bar{a}_{nn} не учитывались.

В заключение можно установить, что эксперименты, проводившиеся до сих пор с целью определения длины рассеяния a_{nn} не являются чувствительными относительно значения эффективного радиуса r_{nn} . Таким образом, эта величина в настоящее время экспериментально еще не определена.

2. ЗАРЯДОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Полученное среднее значение длины рассеяния нейтрона на нейтроне позволяет рассматривать проблему зарядовой зависимости нуклон-нуклонного взаимодействия на основе экспериментальных значений параметров теории эффективного радиуса. В табл. 10 приводятся длины рассеяния и эффективные радиусы для всех пар нуклонов. Прежде чем сравнивать значения длины рассеяния, необходимо привести некоторые объяснения по поводу величины a_{nn} (теор).

Таблица 10
Параметры теории эффективного радиуса для 1S_0 -состояния

Длина рассеяния, ферми	Эффективный радиус, ферми	Литература
$a_{np}^S = -23,715 \pm 0,0015$	$2,73 \pm 0,03$	[87]
$a_{pp} = -7,823 \pm 0,01$	$2,794 \pm 0,015$	[87]
a_{nn} (теор) = $17,06 \pm 0,2$	$2,84 \pm 0,03$	[87—89]
a_{nn} (эксп) = $16,61 \pm 0,54$?	

Кулоновские поправки к длине рассеяния протона на протоне. Взаимодействие между двумя протонами отличается от взаимодействия других пар нуклонов в первую очередь кулоновскими силами. Поэтому значения длины рассеяния a_{pp} сравнивать с длинами рассеяния других пар нуклонов непосредственно нельзя. Проблеме вычитания длины рассеяния для протонов без заряда, т. е. для нейтронов, на основе экспериментальной длины рассеяния a_{pp} посвящен целый ряд работ. Всю необходимую информацию по этой теме можно найти, например, в статье Шера, Сигнелла и Хеллера [88]. Кроме обычных кулоновских сил в поправку включаются эффект вакуумной поляризации, взаимодействие между зарядом и магнитным моментом и взаимодействие между магнитными моментами. При этом учитываются конечные размеры нуклонов. Дополнительная поправка относится к различию масс протонов и нейтронов. После этих поправок получается

чисто ядерное взаимодействие, как оно и ожидается между двумя нейтронами. Шер и др. проводили подобные расчеты для весьма различных форм ядерных потенциалов. Были использованы потенциал Хамады — Джонстона, различные непрерывные потенциалы с твердой сердцевиной и потенциал с мягкой сердцевиной [90]. Полученная длина рассеяния в очень малой степени зависит от формы потенциала. Неопределенность величины a_{nn} (теор) заключается в пределах $\pm 0,2$ ферми.

О зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия. Значения величины a_{nn} (теор) и a_{nn} (эксп), приведенные в табл. 10, указывают на возможное малое нарушение зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия. Пока оба значения совпадают в пределах погрешностей. Но при вычитании кулоновской поправки были использованы только феноменологические потенциалы локального типа. Известно, однако, что нельзя исключить вклады нелокального характера в ядерном взаимодействии. Возникает вопрос, как такие вклады влияют на результат кулоновской поправки. Эта проблема была изучена Кумпфом [91], который показал, что нелокальная часть в ядерном потенциале приводит к увеличению абсолютного значения a_{nn} (теор) в зависимости от форм-фактора нелокальной части. Увеличение может принимать значения от нуля до нескольких ферми. Таким образом, различие между величинами a_{nn} (эксп) и a_{nn} (теор) растет и указание на возможное нарушение зарядовой симметрии становится более веским.

Возможное нарушение зарядовой симметрии, вытекающее из расхождения a_{nn} (эксп) и a_{nn} (теор), означает, что взаимодействие между двумя протонами немного сильнее, чем между двумя нейтронами. Это заключение противоречит выводам из рассмотрения кулоновских энергий зеркальных ядер. Например, энергия связи трития на $0,764$ Мэв больше, чем энергия связи ${}^3\text{He}$. Если зарядовая симметрия имеет место, то этой энергии соответствует кулоновская энергия ${}^3\text{He}$. Кулоновскую энергию ${}^3\text{He}$ можно определить из форм-фактора заряда [92] или из волновой функции этого ядра [93]. Оба метода дают независимо друг от друга одинаковые результаты, а именно: $0,64 \pm 0,02$ Мэв. Если верить этим данным, то чисто ядерное взаимодействие приводит к энергии связи нуклонов в ${}^3\text{He}$ на $0,12$ Мэв меньше, чем в тритии. Это значит, что силы между двумя протонами немного меньше, чем между двумя нейтронами.

При рассмотрении этого разногласия нужно иметь в виду, что длины рассеяния содержат информацию о поведении ядерных сил только в 1S_0 -состоянии двух нуклонов. Но в волновые функции ядер входят и другие состояния. Поскольку здесь идет речь о довольно тонких эффектах, можно себе представить, что нарушение зарядовой симметрии в других состояниях может иметь противоположный знак по сравнению с состоянием 1S_0 . Но в на-

стоящее время об этом не имеется ни экспериментальных, ни теоретических указаний.

Хенлей и Келихер [94], а также Окамото и Паск [93] исследовали возможные причины нарушения зарядовой симметрии на основе мезонной теории ядерных сил. Если одинаковые нуклоны обмениваются только незаряженными мезонами (π^0 и ρ^0), то их взаимодействие будет зарядово симметричным. Нарушение зарядовой симметрии в обменных силах возникает в результате смешивания π^0 - с η^0 -мезоном или ρ^0 - с ω^0 -мезоном (рис. 19). Смешива-

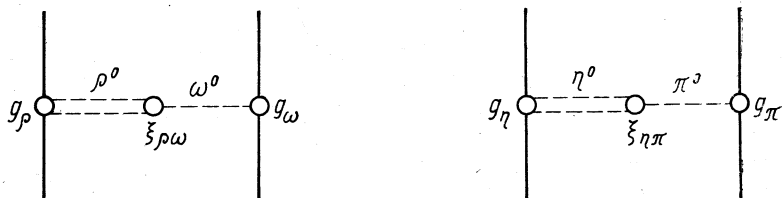


Рис. 19. Нарушение зарядовой симметрии в результате смешивания π^0 с η^0 -мезоном и ω^0 - и ρ^0 -мезоном

ние ρ^0 - и ω^0 -мезонов наблюдается в эксперименте. Поскольку ρ^0 - и ω^0 -, а также π^0 - и η^0 -мезоны обладают различными значениями изоспина, смешивание этих частиц приводит к нарушению сохранения изоспина. Амплитуды, соответствующие диаграммам рис. 19, приводят к поправке нуклон-нуклонного потенциала, несимметричной по отношению к обмену протонов на нейтроны и наоборот. В работе [94] оценивалось изменение длины рассеяния в результате этого эффекта. Оказывается, что порядок величины такой поправки полностью может объяснить расхождение между значениями a_{nn} (эксп) и a_{nn} (теор). Однако знак поправки пока остался неопределенным, поскольку неизвестен знак соотношения констант связи g_ρ/g_ω .

Нарушение зарядовой независимости нуклон-нуклонного взаимодействия. В то время как нарушение зарядовой симметрии является малым и экспериментально еще не полностью подтвержденным эффектом, то в существовании нарушений зарядовой независимости не может быть сомнений. Расхождение между длинами рассеяния $n - p$ - и $n - n$ -взаимодействия далеко выходит за пределы экспериментальных и теоретических погрешностей. Первую попытку объяснить это расхождение предпринял Швингер [95] на основе прямых электромагнитных эффектов. Предполагая наличие ядерного потенциала типа Юкавы и точечных распределений заряда и магнитного момента в нуклонах, он смог полностью описать различие между значениями a_{nn} (теор) и a_{np}^S . Позже стало известно, что распределения заряда и магнитного момента

нуклонов не являются точечными, а имеют радиус около $0,8$ ферми. Кроме того, стало ясно, что ядерный потенциал обладает твердой сердцевиной. В этих условиях электромагнитные эффекты становятся малыми поправками, которые частично компенсируют друг друга [96]. В настоящее время расхождение между $n - p$ - и $n - n$ -взаимодействиями объясняют непрямыми электромагнитными эффектами, т. е. такими эффектами, которые непосредственно связаны с ядерным взаимодействием, но подлежат определенным модификациям в зависимости от зарядового состояния нуклонов и мезонов.

Наиболее важным эффектом этого типа является отличие масс заряженных и незаряженных π - и ρ -мезонов. Силы между одинаковыми нуклонами ($n - n$, $p - p$) отличаются от сил между разными нуклонами ($n - p$) тем, что одинаковые нуклоны обмениваются только незаряженными π^0 - и ρ^0 -мезонами, а в случае $n - p$ -взаимодействия возможен обмен и заряженными мезонами (π^\pm , ρ^\pm). Разность масс заряженных и незаряженных мезонов приводит к различию обменных сил. С помощью различия масс π^\pm - и π^0 -мезонов [97]

$$\Delta m (\pi) = 4,6043 \pm 0,0037 \text{ Мэв}$$

можно объяснить около половины разности Δa между значениями a_{np}^S и a_{nn} , т. е. $\Delta a (m (\pi)) \approx -3,5$ ферми. В настоящее время ожидают, что остальную половину расхождения можно соответственно объяснить различием масс между заряженными и незаряженными ρ -мезонами, которые отвечают частично за короткодействующую часть ядерного взаимодействия. Разность масс ρ^\pm - и ρ^0 -мезонов экспериментально еще не установлена. По последним данным [97] значения масс ρ -мезонов составляют

$$m (\rho^\pm, \rho^0) = 770 \pm 5 \text{ Мэв.}$$

Экспериментальная погрешность не позволяет обнаружить различие. Но для объяснения остального расхождения $\Delta a (m (\rho))$ необходимо только значение $\Delta m (\rho) \approx -2$ Мэв. Отрицательный знак означает, что $m (\rho^0) > m (\rho^\pm)$. Это различие совместимо с экспериментальными данными и расчетами на основе теории поля.

Кроме эффектов, вызванных разностью масс мезонов, было изучено влияние и других косвенных электромагнитных эффектов, т. е. радиационных поправок к мезонно-нуклонным константам связи. Также были изучены смешивание мезонов, вызванное электромагнитными силами, одновременный обмен мезонами и фотонами и различие во времени жизни заряженных и незаряженных мезонов. По сравнению с разностью масс мезонов эти эффекты не имеют столь важного значения, так что ими можно пренебречь. Более подробно обсуждаются эффекты нарушения зарядовой симметрии и зарядовой независимости в статье Хенлей [98].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре были рассмотрены методы измерения длины рассеяния нейтрона на нейтроне и обсуждены результаты таких измерений на основе учета взаимодействия двух нейтронов в конечном состоянии. Сравнивались результаты, полученные с помощью различных ядерных реакций и на основе различных теоретических подходов. Несмотря на то, что многие вопросы описания трехчастичных реакций остались нерешенными, можно констатировать, что большинство полученных значений совпадает в пределах погрешности. Однако надо отметить, что значения a_{nn} в области — 23 ферми невозможно считать достоверными. Эти результаты, как и некоторые другие, не учитывались при определении взвешенного среднего значения длины рассеяния \bar{a}_{nn} . Эксперименты, проводившиеся до сих пор, не предоставляли возможности определения эффективного радиуса $n-n$ -взаимодействия.

Полученное среднее значение \bar{a}_{nn} можно считать достаточно надежным, чтобы вывести заключение по поводу нарушения зарядовой независимости и зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия. Различие между длинами рассеяния $n-p$ - и $n-n$ -взаимодействия $\Delta a = a_{np} - a_{nn} \approx -7$ ферми можно считать твердо установленным. Оно указывает на то, что сила между нейтроном и протоном в 1S_0 -состоянии приблизительно на 2,5% больше, чем между двумя нейтронами. Это отличие можно объяснить в основном непрямыми электромагнитными эффектами, а именно различием масс заряженных и незаряженных π - и ρ -мезонов. Что касается нарушения зарядовой симметрии, то окончательные заключения невозможно сделать с такой уверенностью. Во-первых, вычитание величины a_{nn} (теор) из экспериментального значения a_{np} связано с неопределенностями из-за нелокальных вкладов в ядерный потенциал и, во-вторых, точность среднего значения a_{nn} еще не является удовлетворительной. Возможное нарушение зарядовой симметрии может быть следствием смешивания мезонов с различными изоспинами.

Знание точного значения длины рассеяния нейтрона на нейтроне позволяет обнаружить довольно тонкие эффекты природы ядерных сил. Дальнейшее увеличение точности измерений требует не только улучшения экспериментальной техники, но и усовершенствования теоретического описания трехчастичных реакций. Весьма желательным представляется прямое измерение a_{nn} в потоках мощных нейтронных источников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хюльтен Л., Сугавара М. Строение атомного ядра. Пер. с англ. Под ред. А. С. Давыдова. М., Изд-во иностр. лит., 1959, с. 9.
2. Мигдал А. Б. ЖЭТФ, 1955, т. 28, с. 3.

3. Watson K. M. Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 1163.
4. Фаддеев Л. Д. ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1459.
5. Ebenhöh W. Nucl. Phys. A, 1972, v. 191, p. 97.
6. Yamaguchi Y. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1628.
7. Ebenhöh W. Preprint Univ. Heidelberg, 1973; Ebenhöh W. a.e. Preprint, Uppsala Tandem Lab., TLU 23/73, 1973.
8. Sundquist B., Johanson A. Preprint, Uppsala Tandem Lab., TLU 15/73, 1973.
9. Комаров В. В., Попова А. М. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 214; Komarov V. V., Popova A. M. Nucl. Phys., 1964, v. 54, p. 278.
10. Kühn B. e.a. Nucl. Phys. A, 1968, v. 120, p. 285.
11. Möller K. Preprint ZFK-221, 1971.
12. Chew G. F., Wick G. C. Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 636.
13. van Oers W. T. H., Slaus I. Phys. Rev., 1967, v. 160, p. 853.
14. Ohlsen G. G. Nucl. Instrum and Methods, 1965, v. 37, p. 240.
15. Davis J. C. e.a. In: Few Particle Problems in Nuclear Interaction. Ed. I. Slaus e.a., Amsterdam, 1972, p. 104.
16. Bame S. J., Leland W. T. Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 1257.
17. Jarmie N., Allen R. C. Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 1121.
18. Brolley J. E., e.a. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1277.
19. Говоров А. М. и др. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 703.
20. Thorton S. T. e.a. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 701.
21. Butler P. G. e.a. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 470.
22. Katase A. e.a. J. Phys. Soc. Jap., 1962, v. 17, p. 1211.
23. Пасовас К. e.a. Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 1923.
24. Cerineo M. e.a. Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 948.
25. Voitovetskii V. K., Korsunskii I. L., Pashin Yu. F. Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 513.
26. Прокофьев А. Н., Шкляревский Г. М. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 567.
27. Скородумов Б. Г., Гольдберг М. П., Таланин Ю. Н. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 416.
28. Durand M. Nucl. Phys. A, 1973, v. 201, p. 313.
29. Kühn B. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 183, p. 640.
30. Shirato S., Saitoh K., Koori N. In: Few Particle Problems in Nuclear Interaction. Ed. I. Slaus e.a. Amsterdam, 1972, p. 114; Shirato S. e.a. Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 277.
31. Cahill R. T., Sloan I. N. Nucl. Phys. A, 1971, v. 165, p. 161.
32. Bond A. Nucl. Phys. A, 1968, v. 120, p. 183.
33. Stricker A. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 190, p. 384.
34. Slobodrian R. J., Conzett H. E., Resmini F. G. Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 405.
35. Honecker R., Grässler H. Nucl. Phys. A, 1968, v. 107, p. 81.
36. Grässler H., Honecker R. Nucl. Phys. A, 1969, v. 136, p. 446.
37. Bar-Avraham E. e.a. Nucl. Phys. B, 1967, v. 1, p. 49.
38. Shirato S., Koori N. Nucl. Phys. A, 1968, v. 120, p. 387.
39. Perrin G. e.a. In: Proc. Int. Cond., Few Body Problems Light Nuclei and Nuclear Interaction, Ed. G. Paic, J. Slaus, N.Y., 1968, p. 853.
40. Bouchez R. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 185, p. 166.
41. Ebenhöh W. 1972. Частное сообщение.
42. Zeitnitz B., Maschuw R., Suhr P. Nucl. Phys. A, 1970, v. 149, p. 449.
43. Zeitnitz B. e.a. In: Few Particles Problems in Nuclear Interaction. Ed. I. Slaus e.a. Amsterdam, 1972, p. 117.
44. Zeitnitz B. e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1656.
45. Breunlich W. H. e.a. см. [43], p. 100.
46. Aaron R., Amado R. D. Phys. Rev., 1966, v. 150, p. 857.
47. McNaughton M. W. e.a. см. [43], p. 108.
48. Сауков А. И. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 277.
49. Чернухин Ю. И., Шувалов Р. С. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 272.

50. Ajdačić V. e.a. Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 442.
51. Fuschini E. e.a. Nucl. Phys. A, 1968, v. 109, p. 465.
52. Adam G. e.a. Nucl. Phys. A, 1971, v. 178, p. 321.
53. Antolković B. e.a. Phys. Lett., 1966, v. 23, p. 477.
54. Chang C. C. e.a. Nucl. Phys. A, 1969, v. 136, p. 337.
55. Harbison S. A. e.a. Nucl. Phys. A, 1969, v. 130, p. 513.
56. v. Witsch W. e.a. Nucl. Phys. A, 1970, v. 150, p. 461.
57. Assimakopoulos P. e.a. Bull. Amer. Phys. Soc., 1970, v. 15, p. 22.
58. Baumgartner E. e.a. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 105.
59. Slobodrian R. J. e.a. Three Body Problem. Ed. J.S.C., McKee, P.M., Rolph Amsterdam, 1970, p. 390.
60. Larson H. T. e.a. Nucl. Phys. A, 1970, v. 149, p. 161.
61. Gross E. E., Hungerford E. V., Malanify J. J. Nucl. Phys. A, 1971, v. 164, p. 376.
62. Grötzschel R. e.a. Nucl. Phys. A, 1971, v. 176, p. 261.
63. Bachelier D. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 184, p. 641.
64. Jeremie H., Larose-Poutissou R. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 68.
65. Yu. D. U. L., Meyerhof W. E. Nucl. Phys., 1966, v. 80, p. 481.
66. Young P. G., Ohlsen G. G. Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 124.
67. Assimakopoulos P. A. e.a. Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 272.
68. Niiler A. e.a. Nucl. Phys. A, 1973, v. 179, p. 263.
69. Poppe C. H., Holbrow C. H., Borchers R. R. Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 733.
70. Jarmie N. e.a. Phys. Rev., 1967, v. 161, p. 1050.
71. Kühn B. e.a. Preprint ZFK-269, 1974.
72. Gross E. E. e.a. Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 1365.
73. Kühn B. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 183, p. 640.
74. Panofsky W. K. H., Aamodt R. L., Hadley J. Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 565.
75. Aamodt R. L., Panofsky W. K. H., Phillips R. Phys. Rev., 1952, v. 83, p. 1057.
76. Phillips R. H., Crowe K. M. Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 484.
77. Ryan I. W. Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 654.
78. Haddock R. P. e.a. Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 318.
79. Nygren D. R. Thesis Seattle Univ. of Washington, 1968.
80. Salter R. M. e.a. см. [43], p. 112.
81. Watson K. M., Stuart R. N. Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 738.
82. Bander M. Phys. Rev. B, 1964, v. 134, p. 1052.
83. Шкляревский Г. М. «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 1270.
84. Moravcsik M. J. Phys. Rev. B, 1964, v. 136, p. 624.
85. Бондаренко И. И., Ковалев В. П., Золотухин В. Г. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 839.
86. Dickinson W. C., Lent E. M., Bowman C. D. Preprint UCRL-50848.
87. Noyes H. P., Lipinski H. M. Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 995.
88. Sher M. S., Signell P., Heller L. Ann. Phys., 1970, v. 58, p. 1.
89. Henley E. M. Few Particles Problems in Nuclear Interaction. Ed. I. Slaus e.a. Amsterdam, 1972; Henley E. M., Wilkinson D. H. loc. cit, p. 242.
90. Miller M. D. e.a. Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 157.
91. Кумиф Г. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1156.
92. Friar J. L. Nucl. Phys. A, 1970, v. 156, p. 43.
93. Okamoto K., Pask C. Ann. Phys., 1971, v. 68, p. 18.
94. Henley E. M., Kelihner T. E. Nucl. Phys. A, 1972, v. 189, p. 632.
95. Schwinger J. Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 135.
96. Schneider R. E., Thaler R. M. Phys. Rev. B, 1965, v. 137, p. 874.
97. Elementary Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 1.
98. Henley E. M. Isospin in Nuclear Physics. Ed. D. H. Wilkinson. Amsterdam, 1969.