

ПОГЛОЩЕНИЕ  $\pi$ -МЕЗОНОВ  
И СТРУКТУРА ЯДЕР

Т. И. Копалейшвили

ТБИЛИССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

## А Н Н О Т А Ц И Я

Работа посвящена обзору современного состояния проблемы поглощения пионов ядрами. Обсуждаются механизм поглощения и теоретическая трактовка возникающих при этом процессов, использование этих процессов для изучения структуры атомного ядра. Основное внимание уделено парному механизму поглощения и связанным с ним двухнуклонным реакциям ( $\pi^\pm, NN$ ), которые явились предметом интенсивного экспериментального и теоретического изучения в течение последних десяти лет.

## А B S T R A C T

The present status of the problem of pion absorption by nuclei is reviewed. The following main points are discussed: the absorption mechanism, the theoretical treatment of absorption processes and the problem of the application of these processes for studying nuclear structure. The pair absorption mechanism and related with it the two particle reactions ( $\pi^\pm, NN$ ) is mainly considered which has been the subject of intensive experimental and theoretical investigations for the last ten years.

## ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии  $\pi$ -мезонов с ядрами возможны следующие процессы: 1) упругое ( $\pi, \pi$ ) и неупругое ( $\pi, \pi'$ ) рассеяние; 2) оди-нарная ( $\pi^\pm, \pi^0$ ) и двойная ( $\pi^\pm, \pi^\mp$ ) перезарядка; 3) рассеяние с выби-ванием нуклона ( $\pi, \pi N$ ); 4) поглощение с выходом разных ядерных частиц и пр.

Интерес к исследованию взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами связан с двумя обстоятельствами.

1. По своим свойствам (спин, четность, изоспин)  $\pi$ -мезоны отли-чаются от свойств нуклонов. Поэтому при взаимодействии пионов с ядрами должны возникать в ядре новые состояния или виды дви-жения, существенно отличные от состояний и форм движения, возникающих при взаимодействии нуклонов с ядрами. Ввиду того что  $\pi N$ -взаимодействие является сильным, эти движения будут возникать с большой интенсивностью, т. е. соответствующие про-цессы будут идти с относительно большой вероятностью.

В качестве иллюстрации этого утверждения приведем два при-мера.

А. Процесс двойной перезарядки, впервые наблюдаемый в Дуб-не [1] группой Сидорова, когда ядерная система претерпевает изменения заряда на две единицы без изменения общего числа частиц, чего нельзя достичь при взаимодействии нуклонов с ядрами. Следует подчеркнуть, что с точки зрения надежности полученной информации о состояниях ядра с большими изоспинами важно выделить здесь такие состояния, когда перезарядка мезона непосред-ственно не сопровождается вылетом нуклонов.

Б. Экспериментальное обнаружение ядра со значительным избыт-ком нейтронов  ${}^8\text{He}$ , осуществленное той же группой [2] при погло-щении остановившихся  $\pi$ -мезонов в ядерной эмульсии.

2. Взаимодействие  $\pi$ -мезонов с ядрами в определенных областях энергии теоретически легче трактовать, чем взаимодействие нукло-нов с ядрами.  $\pi N$ -взаимодействие обладает той особенностью, что оно при малых энергиях (ниже области 3.3 резонанса) значительно слабее, чем  $NN$ -взаимодействие при соответствующих энергиях, становится сильнее в области 3.3 резонанса, а потом вновь умень-шается, становясь сравнимым с  $NN$ -взаимодействием. Поэтому ниже области резонанса ( $\leq 100$  Мэв) взаимодействие пионов с ядром мож-но рассматривать как возмущение по отношению к ядерному взаимо-действию.

В качестве иллюстрации этого утверждения можно привести пример построения нелокального оптического потенциала для упругого рассеяния  $\pi$ -мезонов ядрами при малых энергиях, что было проделано Эриксоном [3], исходя из  $\pi N$ -взаимодействия в свободном состоянии. Этот потенциал качественно хорошо передает тот экспериментальный факт, что взаимодействие с ядром пиона, находящегося на  $1S$ -орбите мезоатома, имеет характер отталкивания, в то время как в случае  $2P$ -орбиты это взаимодействие носит характер притяжения.

Мы не будем обсуждать процессы 1) и 3) по той причине, что они достаточно полно рассмотрены в обзоре Колтуна [4]. Не будем касаться также процессов перезарядки, так как в настоящее время они сравнительно мало изучены, а предварительное обсуждение соответствующих вопросов можно найти в обзорах Вилкинсона [5], где анализируются также проблемы взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами с точки зрения исследования структуры атомного ядра. По проблеме  $\pi$ -мезоатомов имеется обширный обзор Буropa [6].

В данном обзоре рассматриваются процессы поглощения пионов ядрами и некоторые основные результаты, полученные в этой области. Обсуждаются также вопросы теоретического обоснования существующих методов описания процессов и задача получения информации о структуре ядра.

Как только был наблюден первый акт поглощения пионов ядрами [7, 8], возник вопрос о механизме поглощения. Было высказано предположение [9], что в первом акте поглощения участвует небольшое количество нуклонов. Быстрые первичные нуклоны сталкиваются с другими частицами ядра, передавая им часть своей энергии. При этом могут возникнуть разные каналы реакций, а не только реакции с выходом первичных частиц.

Сравнительно недавние эксперименты [10, 11] по измерению энергетического спектра нейтронов, возникающих при поглощении остановившихся  $\pi$ -мезонов, показывают, однако, что при  $E_n < 10$  Мэв спектр носит «испарительный» характер. Поэтому следует иметь в виду также механизм поглощения, согласно которому вся энергия  $\pi$ -мезона идет на нагрев ядра [12].

Теоретические оценки Тамора [13], проведенные в предположении о том, что в первом акте поглощения участвует два или четыре (типа  $\alpha$ -частицы) нуклона, показали правдоподобность основного предположения [9]. Более детальные расчеты поглощения остановившихся  $\pi$ -мезонов ядрами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  на основе  $\alpha$ -частичного механизма поглощения были сделаны Кларком и Руденсденом [14]. Бракнер и др. [15] в основу интерпретации процессов поглощения пионов ядрами положили двухчастичный механизм. Многочисленные эксперименты, проведенные как с остановившимися мезонами [10, 11, 16a], так и с движущимися  $\pi$ -мезонами [16b], были посвящены вопросу о том, достаточен ли двухчастичный механизм для объяснения всех особенностей процессов поглощения, и если недостаточен, то какова роль многочастичного механизма поглощения.

Анализ данных показывает [17], что, во-первых, хотя нет полной ясности в вопросе о механизме поглощения, большинство экспериментальных результатов (во всяком случае, для легких ядер) не противоречит оценке, согласно которой через двучастичный механизм идет 60—70% всех актов поглощения. Поэтому многочастичный механизм также играет важную роль. Действительно, прямые эксперименты по регистрации быстрых сложных частиц типа  $d$ ,  $t$  и пр., описанные в работах [18, 19], показывают, что в процессе поглощения пионов играют важную роль подсистемы  ${}^4\text{He}$  и  ${}^4\text{Li}$ . Во-вторых, относительная роль разных механизмов существенно зависит от структуры ядра и от области энергетического спектра исследуемых частиц [17].

Для создания полной картины процесса кроме механизма поглощения пиона ядром требуется знание относительной вероятности каждой из каналов реакций, возможных при данном механизме поглощения. Такая задача практически едва ли разрешима в настоящее время, но, по-видимому, и нет необходимости в ее решении, если нашей целью в конечном счете является получение надежной информации о структуре и вообще о свойствах атомного ядра. Для этого следует выделять только наиболее интересные каналы реакции и связывать их с определенным механизмом. В рассматриваемом случае таковыми являются двухнуклонные каналы реакции ( $\pi^+$ ,  $NN$ ), т. е. каналы с двумя быстрыми нуклонами, которые в силу ряда причин, обсужденных ниже, несут новую информацию о структуре ядер по сравнению с другими ядерными процессами.

Начиная с 1960 г. был выполнен ряд экспериментов, в которых такое выделение производилось. Например, в экспериментах [20—25] это делалось для реакции ( $\pi^-$ ,  $NN$ ) с остановившимися  $\pi^-$ -мезонами, а в экспериментах [26—32] — для реакции ( $\pi^+$ ,  $NN$ ) при энергиях  $E_\pi \lesssim 100 \text{ Мэв}$ . Во всех этих экспериментах (за исключением [26, 31], которые проводились на эмульсиях) нуклоны регистрировались методом совпадений. Результаты исследования функций угловой корреляции вылетевших нуклонов, энергетических спектров нуклонов выполнимости критерия Треймана — Янга [33] и некоторых других характеристик, указывают на то, что наблюдаемые реакции являются прямыми реакциями, идущими через двухнуклонный механизм поглощения.

Менее ясна в настоящее время связь определенного механизма поглощения с каналами со сложными частицами ( $d$ ,  $t$ ) и пр. Насколько нам известно, лишь в одном случае удалось [34] выделить реакцию ( $\pi^+$ ,  $dpp$ ) на ядре  ${}^{12}\text{C}$ , связать ее с « $\alpha$ -частичным» механизмом поглощения и интерпретировать ее как прямую реакцию.

Возможны два подхода теоретического рассмотрения прямых реакций поглощения пионов ядром. Первый из них (наиболее часто используемый), который можно назвать шредингеровским, основан на применении формализма, когда ядерная система описывается волновой функцией, удовлетворяющей уравнению Шредингера, а процесс поглощения  $\pi$ -мезонов рассматривается в рамках теории

взаимодействия элементарной частицы со сложной системой. Теоретические основы данного подхода изложены, например, в книге Гольдбергера и Ватсона [35]. Второй подход основан на использовании фейнмановских диаграмм — его можно назвать методом фейнмановских диаграмм (МФД) [36]. В нем обходится то обстоятельство, что ядро состоит из нуклонов (с вытекающими отсюда следствиями). Ядро рассматривается на одинаковых правах с элементарной частицей, которая может виртуально распасться, испуская различные ядерные частицы, на которых разыгрывается прямой процесс. При этом все эти распады и элементарные процессы описываются на языке амплитуд.

Мы возьмем за основу шредингеровский подход, но вместе с тем будем иногда проводить сравнение его (насколько это возможно) с МФД. Здесь отметим только, что в то время как в первом подходе можно использовать уже накопленное знание о свойствах и структуре ядер, и можно ставить задачу о получении дополнительной информации по этим вопросам, во втором подходе такая задача вообще не ставится (за исключением приведенных ширин, см. ниже), и ограничиваются лишь получением информации о механизмах реакции.

## 1. ДВУЧАСТИЧНЫЕ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

### 1.1. Амплитуда реакции

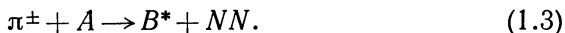
В шредингеровском подходе теория основывается на предположении, что при малых энергиях ( $E_\pi \ll 100 \text{ Мэв}$ ), когда  $\pi N$ -взаимодействие слабее  $NN$ -взаимодействия, взаимодействие  $\pi$ -мезона с ядром можно рассматривать как возмущение ядерной системы. Тогда процесс поглощения пиона ядром описывается матричным элементом [17]:

$$\langle \Psi_f | \hat{T}_{\pi A} | \Psi_i \rangle, \quad (1.1)$$

где  $\Psi_i$  и  $\Psi_f$  — волновые функции системы нуклонов до и после поглощения соответственно;  $\hat{T}_{\pi A}$  — оператор взаимодействия  $\pi$ -мезона с начальным ядром  $A$ , приводящий к поглощению. Это является обобщением предложения Чью и др. [37] для описания более простого процесса:



При принятом нами двухчастичном механизме реакции:



Оператор  $\hat{T}_{\pi A}$  следует представить в виде суммы соответствующих двухчастичных операторов. Тогда при пренебрежении обменными эффектами вылетевших нуклонов с нуклонами остаточного ядра амплитуда реакции (1.3) принимает вид

$$T_{if} = \sqrt{N_2} (\psi_{\beta_1 \beta_2}^{(-)} \Psi_{\beta_B} | \hat{T}_{12} | \Psi_i), \quad (1.4)$$

где под  $\Psi_i$  и  $\Psi_{\beta_B}$  подразумеваются полностью антисимметричные волновые функции начального и остаточного ядер соответственно;  $\Psi_{\beta_1\beta_2}^{(-)}$  — волновая функция вылетевших нуклонов в поле остаточного ядра. Множитель  $\sqrt{N_2}$  в формуле (1.4) учитывает приближенно тождественность нуклонов в ядерных системах, и такой учет тем более справедлив, чем больше энергия вылетевших нуклонов  $E_N$  по сравнению со средней кинетической энергией (или энергией связи  $\epsilon_N$ ) нуклонов в ядре, т. е. когда выполнено условие

$$E_N \gg \epsilon_N. \quad (1.5)$$

Это условие принято называть условием слабой связи [35]. Если считать, что поглощение  $\pi$ -мезона происходит на любой паре нуклонов ядра, тогда  $N_2 = (A/2)$ . Изложенное выше описание процессов ( $\pi^\pm, NN$ ) аналогично описанию реакции ( $\gamma, NN$ ), проведенному Готфридом [38].

Если разложить волновую функцию начального состояния по оболочечным волновым функциям и последнюю разделить на волновую функцию двух нуклонов  $\Psi_{\gamma_1\gamma_2}$  и остальных нуклонов  $\Psi_{\gamma_B}$  (соответствующие коэффициенты разложения обозначим  $C_i$ ), то (1.4) при фиксированном состоянии  $\beta_B$  конечного ядра можно свести к виду [17]

$$T_{if} = \sqrt{N_2} \sum_{\gamma_1\gamma_2} C_i(\gamma_1\gamma_2, \beta_B) (\Psi_{\beta_1\beta_2}^{(-)} | \hat{T}_{12} | \Psi_{\gamma_1\gamma_2}). \quad (1.6)$$

Следует подчеркнуть, что при выводе этого выражения использовались только предположение о прямом характере рассматриваемых реакций и условие (1.5).

Волновая функция  $\Psi_{\beta_1\beta_2}^{(-)}$  вылетевших нуклонов учитывает как взаимодействие между ними, так и их взаимодействие с остаточным ядром  $B$ . Последнее в принципе можно учесть через оптический потенциал, включающий в себя эффект многократного рассеяния нуклонов на ядре. В рамках модели независимых пар (МНП) волновая функция  $NN$ -пары в ядре  $\Psi_{\gamma_1\gamma_2}$  может быть выбрана в виде решения уравнения Бете — Голдстоуна с некоторым реалистическим потенциалом. Оператор  $\hat{T}_{12}$ , входящий в уравнение (1.6), определяется таким образом, чтобы он описывал процессы поглощения и рождения пионов в двухнуклонной системе

$$\pi + NN \leftrightarrow NN, \quad (1.7)$$

являющиеся при описанном подходе элементарными процессами для рассматриваемых реакций (1.3).

Для дальнейшего полезно привести некоторые кинематические соотношения. Обозначим  $\epsilon_A, \epsilon_{B^*}, \epsilon_\pi$  полные энергии ядер  $A, B$  и  $\pi$ -мезона соответственно, а  $k_1, k_2$  и  $k_0$  — импульсы отдельных

нуклонов и  $\pi$ -мезона. Из законов сохранения импульсов и энергии находим

$$Q = \varepsilon_{\pi} + \varepsilon_A - \varepsilon_{B^*} - 2M; \quad (1.8)$$

$$Q = \frac{k_1^2}{2M} + \frac{k_2^2}{2M} + \frac{q^2}{2\varepsilon_{B^*}} = \frac{1}{2M} \left[ 2k^2 + \frac{K^2}{2} + \frac{q^2}{A-2} \right], \quad (1.9)$$

где  $M$  — масса нуклона,  $\varepsilon_{B^*} \approx (A-2)M$  и введены следующие обозначения для полного импульса двух нуклонов  $K$ , их относительного импульса  $k$  и переданного импульса  $q$ :

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2; \quad \mathbf{k} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2); \quad \mathbf{q} = \mathbf{K} - \mathbf{k}_0. \quad (1.10)$$

Здесь и в дальнейшем используется система единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ .

Дальнейшее упрощение выражения  $T_{if}$  связано с возможностью факторизации двучастичной амплитуды  $(\Psi_{\beta_1\beta_2}^{(-)} | T_{12} | \Psi_{\gamma_1\gamma_2})$ . Представление этой амплитуды в виде произведения функции, зависящей только от координат центра масс двух нуклонов, и функции, зависящей от относительных координат и спин-изоспиновых переменных, допустимо при определенных предположениях о волновых функциях  $\Psi_{\beta_1\beta_2}^{(-)}$ ,  $\Psi_{\gamma_1\gamma_2}$  и оператора  $T_{12}$ . Действительно, если пренебречь взаимодействием вылетевших нуклонов с остаточным ядром (допущение, ведущее к полному приближению в МФД), тогда волновая функция  $\Psi_{\beta_1\beta_2}^{(-)}$  представится в виде произведения волновой функции  $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{R})$  ( $\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} - \mathbf{R}_{A-2}$ ), описывающей движение центра масс вылетевших нуклонов относительно ядра  $B$ , и функции  $\psi_{\mathbf{k}ST}(\mathbf{r})$ , описывающей их относительное движение с учетом взаимодействия ( $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ;  $S, T$  — полный спин и изоспин пары). Кроме того, предположим, что  $\hat{T}_{12}$  соответствующим образом факторизуется (это, как будет видно ниже, не имеет места). Волновую функцию  $\Psi_{\gamma_1\gamma_2}$  также можно представить в виде произведения волновой функции  $\psi_{\gamma_c}(\mathbf{R})$  движения центра масс  $NN$ -пары и ядра  $A$  относительно остальных  $(A-2)$  нуклонов и функции  $\psi_{\gamma_{12}}(\mathbf{r})$ , описывающей внутреннее движение пары, если волновая функция начального ядра выбрана в модели независимых частиц (МНЧ) с осцилляторным средним полем.

В этих предположениях (1.6) принимает вид

$$T_{if} = \sqrt{N_2} \sum_{\gamma_1\gamma_2\gamma_c\gamma_{12}} \bar{C}_i(\gamma_1\gamma_2, \beta_B\gamma_c\gamma_{12}) b_{\gamma_c}(q) (\Psi_{\mathbf{k}ST}^{(-)} | \hat{T}'_{12} | \Psi_{\gamma_{12}}), \quad (1.11)$$

где коэффициенты  $\bar{C}_i$  отличаются от соответствующих коэффициентов в (1.6) добавочными множителями. Оператор  $\hat{T}'_{12}$  зависит от внутренних переменных  $NN$ -пары, а  $b_{\gamma_c}(q)$  — форм-фактор импульсного распределения центра масс пары в ядре.

Полученное выражение (1.11) для амплитуды реакции (1.3) фактически совпадает с соответствующим выражением амплитуды,



которое пишется в МФД [33, 36] в полюсном приближении. Однако вместо множителей  $\sqrt{N_2} \bar{C}_1 b_{\nu c}(q)$  вводится выражение

$$\frac{\Gamma_{A'B}^{L_{By} J_y}(q)}{q^2 + 2\mu_{By}\varepsilon}, \quad (1.12)$$

где  $\mu_{By} = \frac{2(A-2)}{A} M$ ;  $\varepsilon = \varepsilon_A - \varepsilon_{B^*} - 2M$ ;  $\Gamma_{j_{A'B}^{L_{By} L_y}} \rightarrow$  амплитуда распада (виртуального!)  $A \rightarrow B^* + y (\equiv NN)$ ;  $J_i$  — спин  $i$ -й частицы;  $L_{By}$  — орбитальный момент относительного движения частиц  $y$  и  $B^*$ . Величина  $(\Psi_{kST}^{(-)} | \hat{T}'_{12} | \Psi_{\nu_{12}})$  рассматривается при этом как амплитуда реакции (1.7), т. е.

$$(\Psi_{kST}^{(-)} | \hat{T}'_{12} | \Psi_{\nu_{12}}) \rightarrow (\Psi_{kTS}^{(-)} | \hat{T}'_{12} | \Psi_{NN}), \quad (1.13)$$

где  $\Psi_{NN}$  — волновая функция системы  $NN$  в реакции (1.7). Предполагается, что эту амплитуду следует определять из эксперимента. Такая постановка вопроса вызывает ряд возражений.

Во-первых, замена (1.14) означает требование идентичности волновой функции  $\Psi_{\nu_{12}}$   $NN$ -пары в ядре и волновой функции  $NN$ -системы в свободном состоянии, т. е. идентичности их внутренних состояний. В частности, если речь идет о реакциях  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^+, pp)$  то требуется идентичность свойств  $np$ -пары в ядре и свойств свободного дейтрона. Последнее же в действительности ниоткуда не следует и является вопросом, требующим тщательного изучения. Например, известно, что для дейтрона принципиально важна примесь  $D$ -состояния, которое, как увидим ниже, вносит существенный вклад в амплитуду поглощения  $\pi$ -мезона дейтроном. До сих пор не решен очень важный вопрос — какова примесь  $D$ -состояния для триплетной пары  $np$  в ядре?

Во-вторых, амплитуда реакции (1.3) при фиксированном импульсе пиона  $k_0$  является функцией относительного импульса  $k$ , причем величина  $k$  может изменяться в широких пределах, в то время как для амплитуды реакции (1.7) величина  $k$  однозначно фиксируется законами сохранения энергии и импульса. Следовательно, возникает необходимость весьма произвольной экстраполяции экспериментально определенной в одной точке  $k$  амплитуды, чтобы ее можно было использовать в выражении (1.11).

В-третьих, фактически на эксперименте определяется не сама амплитуда, а квадрат ее модуля. Таким образом, остается задача — выразить квадрат модуля амплитуды (1.11) через квадрат модуля амплитуды (1.13), что возможно только в ограниченных случаях [33, 38].

Наконец, величины  $\Gamma_{j_{A'B}^{L_{By} L_y}}(q)$ , входящие в выражение (1.12), связываются с соответствующими приведенными ширинами распада  $A \rightarrow B^* + y$ , которые не вычисляются, и их предлагается брать из других данных по прямым ядерным реакциям. Как увидим ниже, в реакциях (1.3) спектр возбужденных состояний остаточного ядра

$V^*$  весьма широк, так что в рамках МФД приходится вводить слишком много констант (точнее, функции  $\Gamma(q)$ ). Тем самым ценность метода значительно снижается.

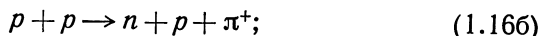
Заканчивая обсуждение связи между МФД и шредингеровским подходом к реакциям ( $\pi^\pm, NN$ ), отметим, что условие применимости (необходимое, но недостаточное) полюсного приближения

$$q^2 \ll 2\mu_{By} \epsilon, \quad (1.14)$$

приведенное в работе [366], фактически эквивалентно условию (1.5). Как известно [33], выполнение условия (1.5) также недостаточно для применимости импульсного приближения.

## 1.2. Оператор двучастичного поглощения

Согласно сказанному, оператор  $\hat{T}_{12}$  поглощения мезона  $NN$ -парой в ядре следует определять на основе рассмотрения реакций (1.7). Экспериментально изучаются следующие реакции этого типа:



Из них теоретически и экспериментально исследованы в основном первые две реакции. К этому нужно добавить реакцию бесфотонного поглощения остановившихся  $\pi$ -мезонов дейтроном, которая в принципе возможна, но трудно осуществима на опыте:



В предположении о том, что  $\pi N$ -взаимодействие имеет конечный радиус действия (порядка комптоновской длины волны  $\pi$ -мезона), сохраняет четность, изоспин и момент количества движения и что при малых энергиях  $\pi$ -мезонов существенны только  $s$ - и  $p$ -волны (относительно центра инерции двух нуклонов)  $\pi$ -мезона, сечение реакций (1.16a) и (1.16в) имеет вид [39—42]

$$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = \alpha\eta + \beta\eta^3; \quad (1.18a)$$

$$\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) = \gamma\eta^2 + O(\eta^6), \quad (1.18б)$$

где  $\eta = \frac{k_0}{\mu}$ .

Согласно старым измерениям [43], при  $10 < E_\pi < 20$  Мэв ( $0,38 < \eta < 0,58$ ) коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  равны:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0,138 \pm 0,015 \text{ мбарн}; \\ \beta &= 1,01 \pm 0,08 \text{ мбарн}. \end{aligned} \right\} \quad (1.19a)$$

Новое измерение [44] этих величин при  $2 < E_\pi < 16$  Мэв ( $0,15 < \eta < 0,48$ ) дают с учетом кулоновских эффектов:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0,240 \pm 0,02 \text{ мбарн;} \\ \beta &= 0,52 \pm 0,2 \text{ мбарн.} \end{aligned} \right\} \quad (1.196)$$

Исследование реакции (1.16в) показало, что

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 27 \pm 10 \text{ мкбарн [45];} \\ \gamma &= 32 \pm 7 \text{ мкбарн [46].} \end{aligned} \right\} \quad (1.19в)$$

К этим экспериментальным данным добавим значение вероятности реакции (1.17), которое можно вычислить, исходя из величин сечения фотопоглощения  $\pi$ -мезона нуклоном и дейтроном и известной [44] связи между этими сечениями:

$$W(\pi d \rightarrow nn) \approx 0,9 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}. \quad (1.20)$$

Теоретическое рассмотрение процессов (1.15) — (1.17) должно объяснить не только экспериментальные данные при очень малых энергиях  $E_\pi$ , но и поведение сечений во всей этой области, поскольку реакции (1.3) нас интересуют в более широкой области энергий  $E_\pi \leq 100$  Мэв.

Чью и др. [37] для описания реакций (1.15) и (1.16а) предложили в качестве оператора  $\hat{T}_{12}$  брать простейшее выражение, форма которого подсказана мезонной теорией, а именно  $PS - PV$ -вариантом  $\pi N$ -взаимодействия в нерелятивистском пределе. Позднее оно было обобщено Геффеном [47] и имеет вид

$$\hat{T}_{12} = \sum_{j=1,2} \left[ \left( g_a + \frac{i}{2} g_b \right) \sigma_j \nabla_j \tau_j \varphi_j + i g_b \tau_j \varphi_j \nabla_j \right], \quad (1.21)$$

где  $\sigma_j$  и  $\tau_j$  — известные спиновые и изоспиновые операторы Паули для  $j$ -го нуклона;  $\varphi_j$  — волновая функция  $\pi$ -мезона в изоспиновом пространстве;  $g_a$  и  $g_b$  — действительные функции  $k_0$ . Выражение (1.21) является наиболее общим галилеево-инвариантным, эрмитовым выражением, линейным относительно мезонной функции  $\varphi_j$ .

Если исходить из плотности гамильтониана в  $PS - PV$ -варианте  $\pi N$ -взаимодействия, в первом борновском приближении с учетом отдачи нуклона мы получили бы выражение вида (1.23), где произведена замена

$$g_a + \frac{i}{2} g_b \rightarrow V \sqrt{4} \pi f \sqrt{\frac{\mu}{e_\pi}}, \quad i g_b \rightarrow -V \sqrt{4} \pi f \frac{V \mu e_\pi}{M}. \quad (1.22)$$

Здесь  $f$  ( $f^2 = 0,088$ ) — известная псевдовекторная константа  $\pi N$ -взаимодействия. Заметим, что второй член в уравнении (1.21) (член отдачи) можно получить также из  $PS - PV$ -варианта теории, если воспользоваться преобразованием Фолди [48]. Первый член в уравнении (1.21) соответствует  $\pi N$ -взаимодействию для  $p$ -волн мезона и определяет  $P$ -поглощение ( $P$ -рождение), а второй член

соответствует  $\pi N$ -взаимодействию в  $S$ -состоянии мезона и определяет  $S$ -поглощение ( $S$ -рождение).

Величины  $g_a$  и  $g_b$  в работе [47] определялись из сравнения рассчитанных на основе формул (1.1) и (1.21) угловых распределений  $\pi$ -мезонов, энергетических зависимостей и величин сечений реакций (1.16а) в интервале  $10 < E_\pi < 80$  Мэв ( $0,37 < \eta < 1,35$ ) и вероятности реакции (1.17). При этом для последней вместо (1.20) использовалось старое значение  $0,58 \cdot 10^{15}$  сек. В результате получилось, что  $g_a$  и  $g_b$  в рассматриваемом интервале энергии  $\pi$ -мезона постоянны и равны:

$$g_a = 1,43; \quad \left| \frac{g_b}{g_a} \right| = 0,128. \quad (1.23)$$

Если воспользоваться значением (1.20) для вероятности (1.17), то можно найти, что  $|g_b/g_a| = 0,161$ . Как видим, отношение получается примерно совпадающим с его «теоретическим» значением  $\mu/M$  (при  $k_0 = 0$ ). Но при этом величина  $g_a^2$  (1.23а) оказывается примерно в два раза больше, чем соответствующее теоретическое значение  $4\pi f^2 \approx 1,1$ . Оператор (1.21) со значением констант (1.23) использовался [37] для оценки сечения реакции (1.16б) при  $E_\pi = 20$  Мэв, которое оказалось близким к сечению реакции (1.18а) и примерно совпадающим с данными опыта [49].

Таким образом, согласие с экспериментальными данными достигнуто здесь при условии, что коэффициенты при первом и втором членах борновского приближения подбираются независимо, в то время как теоретически они взаимосвязаны и выражаются через одну константу  $f$ . Кроме того, как видно из формул (1.21) — (1.22), эти коэффициенты зависят (хотя слабо) от энергии.

Чтобы освободиться от такого феноменологического подхода, надо рассмотреть следующий член в  $\pi NN$ -взаимодействии. На важность эффекта второго порядка (рассеяния  $\pi$ -мезона на одном из нуклонов с последующим поглощением на другом) — эффекта перерассеяния обратили внимание Айткен и др. [50]. Лихтенберг частично учел этот эффект через (3.3) резонанс (см. также работу [51]). Более детально этот вопрос рассматривался в работах [52—55]. Рассчитывались диаграммы (рис. 1) и результаты использовались в расчетах реакции (1.16а) [52, 54] и реакции (1.16б) [53] вблизи порога рождения  $\pi$ -мезонов, а также в области энергии, включающей (3.3) резонанс [55]. Диаграмма 1, а описывает  $\pi NN$ -взаимодействие в борновском приближении, а диаграммы 1, б и 1, в учитывают эффект перерассеяния. Работы [52—55] отличаются друг от друга в основном трактовкой вершинных частей диаграмм 1, б, в, соответствующих рассеянию мезона на нуклоне. Например, Вудруф [52], Колтун и Рейтин [53] описывают их, вводя в плотность гамильтониана  $\pi N$ -взаимодействия два члена квадратичные по полевым операторам  $\pi$ -мезонов для  $s$ -волн (в системе центра масс  $NN$ ) с неизвестными константами  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  [53]. (Эти члены можно получить из  $PS$  —  $PV$ -варианта взаимодействия, используя преобразование

Фолди [48, 52].) При этом расчеты [53], учитывающие эффект перерасеяния только для  $s$ -волн мезона, отличаются от соответствующих расчетов работы [52] в некоторых деталях. Например, несколько по-иному определяются константы  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  из данных  $\pi N$ -рассеяния. Лазард и др. [55] для вершинных частей  $\pi N$ -рассеяния используют известную параметризацию Чью и др. [56] для амплитуды.

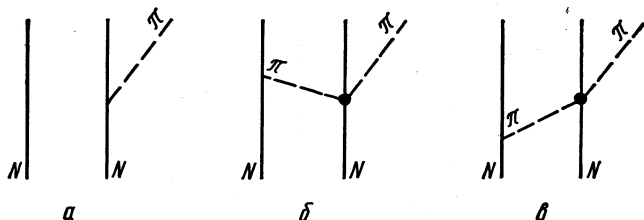


Рис. 1. Диаграммы  $\pi NN$ -взаимодействия.

При этом учитывают подход Миазави [57] для трактовки взаимодействия пиона с фиксированным нуклоном, вводя член, учитывающий нуклоны с константой  $f'$ , подлежащей определению из эксперимента по данным реакции (1.16в) вблизи порога рождения  $\pi$ -мезонов.

В работах [53, 54] приведены выражения для оператора  $\hat{T}_{12}$   $\pi NN$ -взаимодействия, приводящего к поглощению  $\pi$ -мезона, но они весьма громоздки, и поэтому мы их здесь не приводим. Подчеркнем только, что они зависят не только от относительных координат нуклонов, но и от координат их центра масс [от них зависит и выражение (1.21)]. Ясно, что зависящие от координат центра масс члены в  $\hat{T}_{12}$  не дают вклада в амплитуды реакции (1.16), (1.17), но их вклад, вообще говоря, будет отличным от нуля в амплитуде реакции (1.3). Эти члены оказываются порядка  $q/k$  или  $K/k$ . Величина  $q$  является мерой суммарного импульса  $NN$ -пары в ядре, если пренебречь взаимодействием вылетевших в реакции (1.3) нуклонов с нуклонами остаточного ядра. В случае легких ядер, которые обычно и рассматриваются, имеем  $q \ll 1,5\mu$  ( $210 \text{ Мэв/с}$ ). Тогда для остановившихся  $\pi$ -мезонов будем иметь  $K = q$ ,  $Q \sim \mu$  и из соотношений (1.8)—(1.9) получаем [4]

$$k^2 \gg \left(M - \frac{1}{2}\mu\right)\mu = 6,2\mu^2,$$

т. е.

$$k \gg 2,5\mu; \quad (1.24)$$

$$2k \gg K \text{ или } q.$$

Заметим, что это условие совместимо с необходимым условием (1.5) справедливости импульсного приближения. Таким образом, пренебрегая эффектом многократного рассеяния вылетевших в реак-

ции (1.3) нуклонов на остаточном ядре, мы можем, согласно (1.24), в операторе  $\hat{T}_{12}$  взаимодействия пренебречь членами, зависящими от координат центра масс двух нуклонов. В этом случае, для  $\hat{T}_{12}$  в предположении, что  $\pi$ -мезон поглощается с  $1S$ -орбиты мезоатома, получаем следующее выражение [53]:

$$\hat{T}_{12} = \hat{T}'_{12} = ia [T^{-}\sigma\mathbf{A} + \tau^{-}S\mathbf{A} + i(\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2)^{-}\mathbf{S}\mathbf{B}], \quad (1.25)$$

где  $a = \sqrt{2} f \frac{\mu}{M} (Ze^2)^{3/2}$ ;  $f^2 = 0,088$ ;

$$\lambda_1 = 0,005; \lambda_2 = 0,045;$$

$$A = [1 - \lambda_1 \varphi(r)] \nabla - \lambda_1 \left( \frac{3}{2} + 2 \frac{M}{\mu} \right) \mathbf{g}(r);$$

$$\mathbf{B} = 3\lambda_2 \left[ \left( \frac{3}{2} + \frac{M}{\mu} \right) \mathbf{g}(r) + \frac{1}{2} \varphi \nabla \right]; \quad \varphi(r) = \frac{e^{-vr}}{\mu r}; \quad v = \frac{\sqrt{3}}{2} \mu;$$

$$\mathbf{g}(r) = \nabla \varphi(r); \quad \mathbf{S} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}; \quad \mathbf{T} = \frac{\boldsymbol{\tau}_1 + \boldsymbol{\tau}_2}{2}; \quad \boldsymbol{\sigma} = \sigma_1 - \sigma_2;$$

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_1 - \boldsymbol{\tau}_2;$$

$A^\kappa$  ( $\kappa = \pm 1, 0$ ) — сферическая составляющая вектора  $\mathbf{A}$ ;

$\nabla = \frac{1}{2} (\nabla_1 - \nabla_2)$ . В частности, при  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$  получим борновский член

$$\hat{T}_{12} = \hat{T}'_{12} = ia [T^{-}\sigma\nabla + \tau^{-}S\nabla]. \quad (1.26)$$

Заметим, что при выводе выражений (1.25), (1.26) пренебрегали влиянием сильного взаимодействия пиона с ядром на мезонную волновую функцию  $S$ -состояния мезоатома, а также конечными размерами ядра. Более того, для легких ядер принималось во внимание, что  $\frac{ZR_0}{a_0} \ll 1$ , где  $R_0$  — радиус ядра ( $Z$  — его атомный номер);  $a_0$  — борновский радиус мезоатома. В этих же приближениях для борновского члена оператора  $\hat{T}_{12}$  в случае поглощения с  $2P$ -орбиты мезоатома получим

$$T_{12} = T'_{12} = \sqrt{2} \mu f (Ze^2)^{\frac{5}{2}} \left[ T^{-}S^{m_0} + \frac{1}{2} \tau^{-}\sigma^{m_0} \right], \quad (1.27)$$

где  $m_0$  — проекция углового момента  $\pi$ -мезона в  $2P$ -орбите мезоатома.

В случае поглощения движущихся  $\pi^+$ -мезонов, как было показано в работе [47], второй член в формуле (1.21) ( $S$ -поглощение) не играет практически никакой роли в реакции (1.15) при  $E_\pi > 10 Mэв$ . Поэтому в области энергий  $10 < E_\pi < 100 Mэв$  для  $\hat{T}'_{12}$  можно получить выражение

$$T_{12} = e^{ik_0 R_{12}} T'_{12} = g_a e^{ik_0 R_{12}} \left\{ \left[ 2S\mathbf{k}_0 + \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}\mathbf{k}_0 \boldsymbol{\tau} \right] T^+ + \left[ \boldsymbol{\sigma}\mathbf{k}_0 + S\mathbf{k}_0 \boldsymbol{\tau} \right] \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau}^+ \right\}. \quad (1.28)$$

Заметим, что если исходить из (1.21), то в выражении для коэффициента в формуле (1.26) вместо комбинации  $f \frac{\mu}{M}$  мы имели бы  $g_b/4\lambda$ .

Расчеты [52] реакции (1.16а), выполненные при использовании потенциала Гаммеля — Теллера для  $NN$ -взаимодействия достаточно хорошо объясняют экспериментальные данные (1.19а) по параметру  $\beta$ , но не по параметру  $\alpha$ . Улучшенные для  $S$ -волн расчеты [53], проведенные с использованием потенциала Хамада — Джонсона для  $NN$ -взаимодействия, хорошо объясняют старые данные (1.19а) и для параметра  $\alpha$ , а также данные по  $\gamma$  (1.19в) для реакции (1.16б). Но теоретическое значение  $\alpha = 0,146$  мбарн явно расходится с новыми данными (1.19б). С целью ликвидации этого расхождения Рейтан [56] принял во внимание эффект перерасеяния для  $p$ -волн  $\pi$ -мезона и в расчете реакции (1.18б) учел кулоновский эффект в конечном состоянии. В результате удалось воспроизвести данные (1.19б) для параметра  $\alpha$ . Эти же данные в работе [54] объясняются путем подбора константы  $f'$  для  $s$ -волны  $\pi N$ -взаимодействия, равной  $f' = 0,35f$ . Такое заниженное значение константы  $f'$ , по мнению Рейтана [56], получилось вследствие того, что в работе [54] для волновой функции двух протонов использовалось приближенное выражение.

Здесь следует особо остановиться на роли  $D$ -состояния дейтрона, от учета которого существенно зависят результаты работ [53, 54]. Обсудив это на примере реакции (1.17), рассчитанной Колтуном и Рейтаном [53] и Т. И. Копалейшвили с сотрудниками [57] в предположении, что остановившиеся  $\pi$ -мезоны поглощаются с  $1S$ -орбиты мезоатома. В обоих расчетах использовалась волновая функция дейтрона, являющаяся решением уравнения Шредингера с потенциалом Хамада — Джонсона. Однако, в отличие от работы [53], взаимодействие между нейтронами в конечном состоянии в работе [57] бралось приближенно [в асимптотическом приближении см. формулу (1.37)]. В результате для относительной вероятности поглощения без учета и с учетом эффекта перерасеяния получаются значения 0,27 [57] и  $0,36 \cdot 10^{-3}$  [53]. Если же пренебречь вкладом  $D$ -состояния, то для этого отношения получается соответственно 0,49 и 0,16.

Из приведенных цифр видно, что, во-первых, учет примеси  $D$ -состояния в дейтроне приводит к увеличению роли эффекта перерасеяния и, во-вторых, эта роль различна в зависимости от того, точно или приближенно учитывается  $nn$ -взаимодействие в конечном состоянии. Чтобы проиллюстрировать важность вклада  $D$ -состояния в абсолютную величину вероятности, приведем вычисленные значения этой величины с учетом эффекта перерасеяния, но с включением или с пренебрежением  $D$ -состояния (табл. 1). Видно, что, во-первых,  $D$ -состояние приводит к уменьшению вероятности примерно в 1,5 раза и, во-вторых, точный учет взаимодействия в конечном состоянии (при условии, что оно учтено точно в начальном состоянии) не приведет к существенному изменению

Т а б л и ц а 1

$\frac{W({}^3S_1 + {}^3D_1)}{W({}^3S_1)}$	$W({}^3S_1 + {}^3D_1),$ $10^{15} \text{ сек}^{-1}$	Литература
0,64 0,70	0,84 1,02	[53] [57]

величины вероятности, полученной при его приближенном учете.

Приведенные выше характеристики рассматривались [57] и в случае пренебрежения взаимодействием в конечном состоянии. Результаты, полученные при этом в присутствии эффекта перерасеяния, существенно не отличаются от результатов, полученных с учетом этого взаимодействия. Так, например, абсолютная величина вероятности в этом случае равна  $1,1 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ , что, как и значения, приведенные в табл. 1, близко к экспериментальному (1.22). Таким образом, процессы  $\lambda NN$ -поглощения (1.7) можно описать, если помимо борновского члена в  $\hat{T}_{12}$  учтем член, соответствующий эффекту перерасеяния. Вопрос о роли поправок высшего порядка многократного рассеяния в реакции (1.7) до сих пор никем не исследован.

Полностью феноменологическое выражение для оператора двухчастичного поглощения  $\pi$ -мезонов ядром для  $s$ -волн было предложено Экстейном [58]. Оно имеет вид

$$T_{12} = -\frac{i}{2} P_{12}^{\sigma} P_{12}^{\tau} [g_0 \mathbf{S} \nabla \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varphi} + g_1 \boldsymbol{\sigma} \nabla T \boldsymbol{\varphi}] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (1.29)$$

где

$$P_{12}^{\sigma} = \frac{3 + \sigma_1 \sigma_2}{4}; \quad P_{12}^{\tau} = \frac{3 + \tau_1 \tau_2}{4}. \quad (1.30)$$

Оператор  $\nabla = \frac{1}{2} (\nabla_1 - \nabla_2)$  действует только на волновую функцию нуклонов. Величины  $g_0$  и  $g_1$  — амплитуды переходов для двухнуклонной системы:  ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$  и  ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$  соответственно и в общем случае зависят от энергии  $E_{\pi}$ . Наличие  $\delta$ -функции в формуле (1.29) предполагает, что оператор парного поглощения имеет нулевой радиус действия. Величины  $g_0$  и  $g_1$  автор работы [58] определяет из эксперимента по реакциям (1.16а) и (1.16в) вблизи порога рождения мезонов. Первая из них определяет  $|g_0|^2$ , а вторая —  $|g_1|^2$ . При теоретическом расчете взаимодействием между нуклонами в начальном состоянии пренебрегают (при этом имеет место антисимметризация волновой функции), а в конечном состоянии это взаимодействие учитывают вследствие малости относительной энергии нуклонов. Важно подчеркнуть, что парная корреляция на малых расстояниях, соответствующая отталкиванию между нуклонами в волновых функциях двухнуклонной системы



в конце реакции (1.16а, в) не учитывается вследствие наличия  $\delta$ -функции в формуле (1.29). Она предполагается эффективно включенной в величинах  $g_0$  и  $g_1$ . Поэтому, применяя оператор (1.29) для расчета амплитуды реакции (1.3) по формуле (1.11), короткодействующую парную корреляцию не следует учитывать ни в волновой функции  $NN$ -пары в ядре, ни между вылетевшими нуклонами, предполагая их такими же, как для двух нуклонов в реакции (1.7).

Экстейн дает следующие значения для  $|g_0|^2$  и  $|g_1|^2$ :

$$|g_0|^2 = 0,32 \text{ ферми}^8; |g_1|^2 = 0,29 \text{ ферми}^8. \quad (1.31)$$

В работе [59] для них получены другие значения:

$$|g_0|^2 = 0,64 \pm 0,05 \text{ ферми}^8; |g_1|^2 = 0,155 \pm 0,08 \text{ ферми}^8. \quad (1.32)$$

Разница в этих двух работах связана с тем, что (1.31) получены на основе данных (1.21), а (1.32) — по данным (1.196). Кроме того, она связана с неточностью, допущенной в работе [58] (см. также работу [59]). Используя инвариантность относительно отражения времени, можно получить

$$g_0 = \pm |g_0| e^{i\delta(^3P_1)}; g_1 = \pm |g_1| e^{i\delta(^3P_0)}, \quad (1.33)$$

где  $\delta(^3P_1)$  и  $\delta(^3P_0)$  — фазы  $NN$ -рассеяния у порога мезообразования. Разность между этими фазами не превышает 20%, следовательно,  $g_0/g_1$  — примерно действительная величина, и поэтому единственной неопределенной величиной в формуле (1.30) остается относительный знак  $g_0$  и  $g_1$ .

### 1.3. Вероятность (сечение) реакции ( $\pi^\pm$ , $NN$ ). Результаты и обсуждение

Теоретическому рассмотрению реакции  $A(\pi^\pm, NN)B^*$  [см. формулу (1.3)] (на легких ядрах) на основе двухнуклонного механизма поглощения посвящено достаточно большое количество работ [57, 58, 61—96]. Все эти исследования проводились в рамках шредингеровского формализма, изложенного выше, за исключением работы [95], где использовался МФД. Большинство работ [57, 59—87, 92, 93] посвящено реакциям с остановившимися  $\pi^-$ -мезонами, и только в работах [71, 88—91, 94, 95] рассматриваются реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) с движущимися  $\pi$ -мезонами. Используемые в этих работах модели расчета реакций можно представить в виде графиков (рис. 2), где:  $a$  — модель, когда используется эффективный двухчастичный оператор  $\hat{T}_{12}$  (1.26) [58, 59, 92, 93];  $b$  — модель, когда учитывается  $NN$ -корреляция в ядре, а для оператора  $\hat{T}_{12}$  используется борновский член [60—62, 68—70, 72, 75, 78, 88, 91];  $c$  — в модели «б» учитывается еще взаимодействие между вылетевшими нуклонами [57, 63, 64, 72, 73, 74, 76, 78, 79, 90];  $d$  — модель отличается от модели  $b$  учетом в операторе  $\hat{T}_{12}$  членов, соответствующих эффекту перерассеяния;  $e$  — модель отличается от модели  $b$  учетом этого

эффекта [57, 84—87] (в дальнейшем модель *a* будет названа феноменологической, а остальные — микроскопическими). Следует отметить, что, во-первых, используемые в работах [70, 91, 67 и 87] схемы расчета не совсем эквивалентны соответственно моделям *б*, *в*, *д*, так как используются более сложные модели ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,

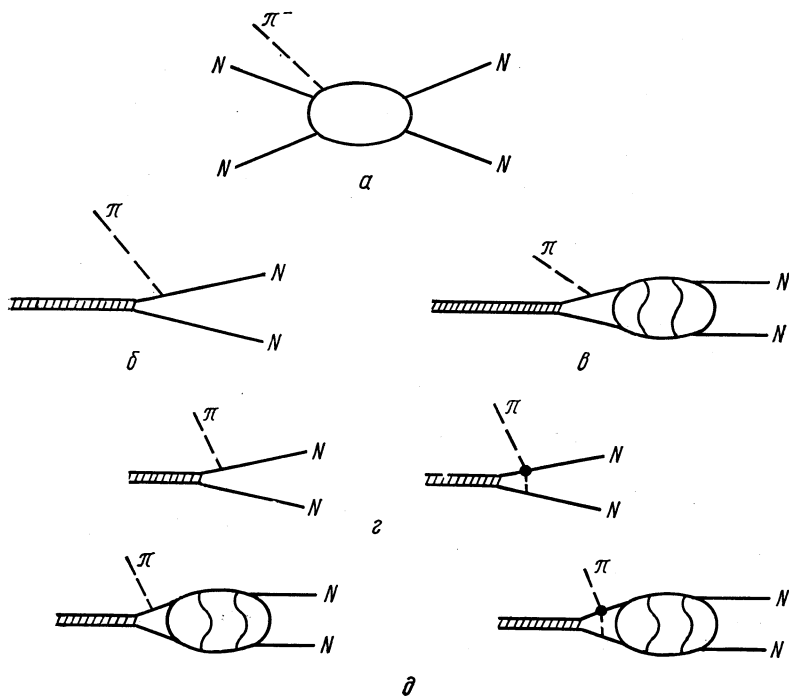


Рис. 2. Модели расчета реакции  $(\pi^\pm, NN)$ .

чем простая парная корреляционная модель. Во-вторых, взаимодействие между вылетевшими нуклонами во всех работах учитывается в асимптотическом приближении [см. формулу (1.37)], за исключением работ [73, 79, 84, 85], где это взаимодействие учитывается точно. В-третьих, в работе [82] пренебрегается взаимодействием между вылетевшими нуклонами, но при этом принимается во внимание их взаимодействие с остаточным ядром. Вебер [83] предпринял попытку одновременно учесть (приблизненно) оба эти взаимодействия. Ясно, что учет взаимодействия со всеми продуктами реакции  $(\pi^\pm, NN)$  в конечном состоянии очень затруднителен в настоящее время, так как такой учет сводится к решению задачи, по крайней мере, трех тел в широкой области энергий.

Обсуждаемые ниже результаты были получены разными авторами при использовании осцилляторных волновых функций ядер (с небольшими вариациями). В осцилляторной модели разделение

координат  $NN$ -пары в ядре на координаты ее центра массы и на относительные координаты всегда возможно [97]. Поэтому во всех (за исключением работ [82, 83]) вариантах расчета, в сущности, всегда использовалась амплитуда  $T_{if}$ , даваемая выражением (1.11). Здесь вся динамика процесса заключена в двучастичном матричном элементе перехода:

$$(\psi_{kST}^{(-)} | \hat{T}'_{12} | \psi_{\nu 12}). \quad (1.34)$$

Эта амплитуда является функцией относительного импульса двух нуклонов и содержит в себе три эффекта: 1) короткодействующую парную корреляцию  $NN$ -пары в ядре, которая должна учитываться в волновой функции  $\psi_{\nu 12}(r)$ ; 2) взаимодействие между вылетевшими нуклонами, которое должно учитываться в волновой функции  $\psi_{kST}^{(-)}(r)$ ; 3) эффект перерассеяния  $\pi$ -мезонов, включаемый в операторе  $\hat{T}'_{12}$ .

Рассмотрим роль этих эффектов в реакциях ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) на конкретных примерах. Сперва рассмотрим реакции на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , обладающих ярко выраженной оболочечной структурой. Для этих ядер в рамках модели независимых пар (МНП) (теория Бракнера — Бете) короткодействующую парную корреляцию нуклонов в ядре можно приближенно учесть, введя корреляционную функцию в волновой функции оболочечной модели, согласно

$$R_{nl}(r) = R_{nl}^{0b}(r) [1 - \chi(r)], \quad (1.35)$$

где  $R_{nl}$ ,  $R_{nl}^{0b}$  — радиальные волновые функции в МНП и МНЧ соответственно. Корреляционная функция  $\chi(r)$  в работах [57, 62, 64, 65, 71, 73, 74, 77, 89, 90] бралась в виде

$$\chi(r) = \begin{cases} 1, & r \leq r_c; \\ e^{-\beta \left[ \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 - 1 \right]}, & r > r_c, \end{cases} \quad (1.36)$$

предложенном Дабровским [98]. Эта функция в работе [98] использовалась в вариационном расчете энергии связи и размеров ядра  $^{16}\text{O}$  с реалистическим двухнуклонным потенциалом. Следует отметить, что более детальные расчеты Идена и др. [99], проведенные для ядра  $^{16}\text{O}$  на основе уравнения Бете — Голдстоуна, показали, что основной эффект короткодействующей парной корреляции, связанный с центральной частью реалистического потенциала  $NN$ -взаимодействия, сводится к учету твердой отталкивающей сердцевин. Это обстоятельство отражено в функциях (1.35) и (1.36), где  $r_c$  — радиус сердцевин, а степень стремления  $\chi(r) \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ , определяемая параметром  $\beta$ , не играет при этом существенной роли.

Взаимодействие между вылетевшими нуклонами учитывается в волновой функции  $\psi_{kST}^{(-)}$  тем, что соответствующая радиальная функция  $g_{ij}^{ST}(kr)$  берется [57, 64—66, 71, 74, 76—90] либо в виде

асимптотического приближения

$$g_{ij}^{ST}(kr) = \cos \delta_{ij}^{ST} J_l(kr) - \sin \delta_{ij}^{ST} n_l(kr) \quad (1.37)$$

( $\delta_{ij}^{ST}$  — фазы  $NN$ -рассеяния, а  $J_l$  и  $n_l$  — известные сферические функции Бесселя и Неймана соответственно), либо в виде решения уравнений Шредингера с определенным реалистическим потенциалом [73, 79, 84, 85] (точный учет взаимодействия).

Исследование роли короткодействующей парной корреляции (1.36) и  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии в реакции ( $\pi^\pm, NN$ ) показало [64, 65, 73, 89], что эффект взаимодействия важнее, чем эффект корреляции. На рис. 3 показаны результаты расчетов [65] для поглощения  $\pi$ -мезонов с  $1S$ -орбиты мезоатома ( $S$ -поглощение). Как видим, учет корреляции приводит к увеличению вероятности реакции ( $\pi^-, nn$ ) примерно в два раза, в то время как учет  $NN$ -взаимодействия (в асимптотическом приближении) увеличивает вероятность реакции ( $\pi^-, np$ ) больше чем на порядок. Отметим, что при учете взаимодействия вероятность реакции ( $\pi^-, nn$ ) увеличивается несколько меньше. Это приводит к тому, что если без учета взаимодействия отношение вероятности реакции ( $\pi^-, nn$ ) к вероятности реакции ( $\pi^-, np$ )

$$R = \frac{W_{nn}}{W_{np}} \approx 3 \quad (1.38)$$

(для ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ ), то при учете взаимодействия оно оказывается меньше. Например, для ядер  $^{16}\text{O}$   $R \approx 1,2$ . Точный учет взаимодействия [73] еще больше уменьшает это отношение. При этом сами вероятности обеих реакций ( $\pi^-, nn$ ) и ( $\pi^-, np$ ) значительно (примерно на порядок) увеличиваются; последнее утверждение относится также к реакциям ( $\pi^+, NN$ ).

Причина разной роли эффекта  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии для этих двух реакций состоит в следующем. Согласно расчетам [65, 73], основной вклад в вероятность реакции ( $\pi^-, nn$ ) вносят  $np$ -пары в  $S$ -состоянии, а в вероятность реакции ( $\pi^-, np$ ) —  $pp$ -пары в  $P$ -состоянии. По правилам отбора, в случае  $S$ -поглощения  $np$ -пара в конце реакции оказывается в  $P$ -состоянии, а  $pp$ -пара — в  $S$ -состоянии. А как известно,  $NN$ -взаимодействие в  $S$ -состоянии сильнее, чем в  $P$ -состоянии.

Кроме того, было показано [73], что при точном учете  $NN$ -взаимодействия, содержащего твердую сердцевину, парная корреляция, учитываемая выражением (1.35), практически не играет роли. Это вполне понятно, поскольку основной эффект сердцевины в амплитуде (1.34) уже содержится в волновой функции  $\psi_{kST}^{(-)}$ .

По поводу эффекта  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии укажем еще следующее. Очень большое увеличение вероятности (сечения) реакций ( $\pi^\pm, NN$ ) (почти на два порядка) по сравнению с тем, что получается при его пренебрежении, по-видимому связано с неучетом взаимодействия вылетевших нуклонов с остаточным

ядром. Расчеты Сакамото [82] показывают, что учет последнего взаимодействия (при пренебрежении, однако,  $NN$ -взаимодействием) не приводит к существенным изменениям результатов, полученных для реакции ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) без его учета.

Таким образом, мы видим что реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) в основном идут за счет  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии, и в меньшей степени за счет парной корреляции нуклонов в ядре. Однако

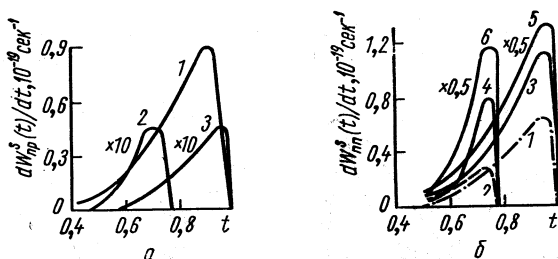


Рис. 3. Распределения нуклонов, вылетевших в реакциях ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) и ( $\pi^-$ ,  $pn$ ) на ядре  $^{16}\text{O}$  по их относительным энергиям  $E_{\text{отн}}$  ( $t = E_{\text{отн}}/E_0$ ):

$E_0$  — полная освобожденная энергия в случае  $S$ -поглощения [65]. Кривые 1, 3, 5 и 2, 4, 6 относятся к поглощению пионов нуклонами соответственно  $P$ - и  $S$ -оболочки; а — 1 и 2 — при учете только  $pn$ -взаимодействия в конечном состоянии, 3 — при учете только парной корреляции ( $r_c = 0,4$  ферми); б — 1, 2 — при учете только  $nn$ -взаимодействия в конечном состоянии, 3, 4 и 5, 6 — при учете также парной корреляции ( $r_c = 0,4$  и  $0,6$  ферми соответственно).

при современном состоянии теории и эксперимента невозможно полностью разделить эти эффекты. На это обстоятельство обратил внимание Браун [100], комментируя этот результат и применяя его для интерпретации экспериментальных данных по реакциям ( $p$ ,  $pd$ ) при больших энергиях протонов.

В связи с обсуждением относительной роли в реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) эффектов  $NN$ -взаимодействия и парной корреляции нуклонов в ядре следует иметь в виду, что полученный выше вывод о преобладающей роли первого эффекта над вторым относится к ядрам, волновая функция которых дается МНЧ при приближенном учете парных корреляций на малых межнуклонных расстояниях. Если же в волновой функции ядра взаимодействие между нуклонами учтено более точно, то эффект  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии не будет столь большим по сравнению с эффектами короткодействующей парной корреляции в ядре. В качестве иллюстрации этого утверждения приведем результаты расчетов Т. И. Копалейшвили и И. З. Мачабели [67] по реакции  $^4\text{He} (\pi^-, nn) d$ , в которых использовались два варианта волновых функций ядра  $^4\text{He}$ , полученных Хендоном и др. [101] на основе вариационного расчета энергии связи и размеров данного ядра. Эти функции необолочечные и, кроме того, учитывают короткодействующие парные корреляции и соот-

ветствуют двум разным реалистическим потенциалам: статическому потенциалу с твердой сердцевиной и зависящему от скорости потенциалу, приводящему к отталкиванию (мягкая сердцевина) на малых расстояниях. Результаты расчета, приведенные на рис. 4, показывают, что эффект парной корреляции и эффект  $nn$ -взаимодействия в конечном состоянии, учитываемом асимптотическим приближением, действуют в одном направлении, и эти эффекты сравнимы.

Из сказанного следует, что даже при наличии соответствующих экспериментальных данных для этой характеристики процесса

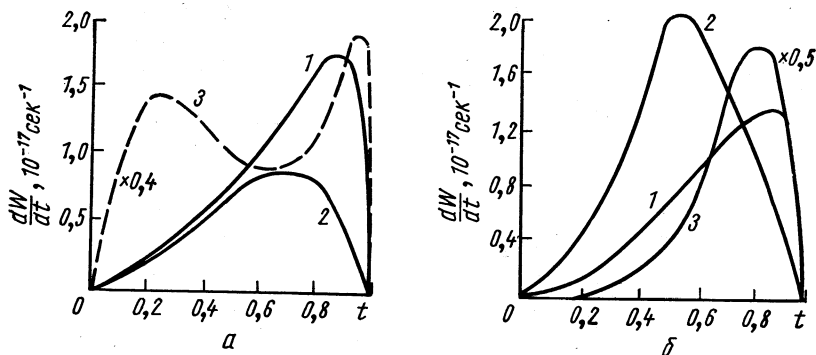


Рис. 4. Распределение нейтронов, вылетевших в реакции ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) на ядре  ${}^4\text{He}$  по их относительным энергиям:

$a$  — кривые 1 и 2 [67] при учете парной корреляции, соответствующей мягкой отталкивающей сердцевине  $NN$ -взаимодействия с учетом и без учета  $nn$ -взаимодействия в конечном состоянии; кривая 3 — результат работы [58];  $b$  — кривые 1 и 2 [67] соответственно с учетом и без учета парной корреляции, соответствующей жесткой отталкивающей сердцевине  $NN$ -взаимодействия, без учета  $nn$ -взаимодействия в конечном состоянии; кривая 3 — результат работы [85].

в общем случае трудно получить однозначную информацию о парной корреляции нуклонов в ядре. Но в отдельных случаях информация такого типа может быть получена, как это было показано Т. И. Копалейшвили и З. И. Мачабели [70], на примере реакций  ${}^6\text{Li}$  ( $\pi^-$ ,  $nn$ )  ${}^4\text{He}$ .

Как известно, модель промежуточной связи, удовлетворительно описывающая многие свойства ядер  $1P$ -оболочки, терпит неудачу при применении к ядру  ${}^6\text{Li}$ . В связи с этим вводились различные модели, например альфа-дейтронная модель [102], трехчастичная модель [103] и пр. Эти модели отличаются друг от друга по учету корреляции между нейтроном и протоном, находящимися в  $1P$ -оболочке (валентные нуклоны). Эта корреляция в наибольшей степени учтена в альфа-дейтронной модели. Ясно, что реакции  ${}^6\text{Li}$  ( $\pi^\pm$ ,  $pp$ / $nn$ )  ${}^4\text{He}$ , когда ядро  ${}^4\text{He}$  получается в основном состоянии, должны идти через поглощение пиона валентной  $np$ -парой. Выполнение критерия Треймана — Янга для реакции ( $\pi^+$ ,  $pp$ ) [28, 32], а также данные работы [24] по спектру возбуждения остаточного

ядра в реакции ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) показывают, что такой критерий имеет место. Работы [70], основанные на таком механизме, показали, что из трех упомянутых выше моделей только в альфа-дейтронной модели с волновой функцией, полученной в работе [1036], можно добиться удовлетворительного описания данных опыта [22, 23]. Это иллюстрируется на рис. 5 и 6.

Колтун и Рейтан [84] при исследовании реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}$  корреляции между валентными нуклонами учитывали в соответ-

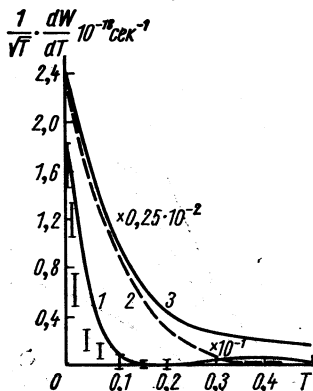


Рис. 5. Распределение нейтронов, вылетевших в реакции  ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}$  по квадрату их суммарного импульса ( $T \sim K^2$ ).

Теоретические кривые 1, 2, 3 получены [70] соответственно в альфа-дейтронной, оболочечной и трехчастичной модели ядра  ${}^6\text{Li}$ . Экспериментальные данные работы [22].

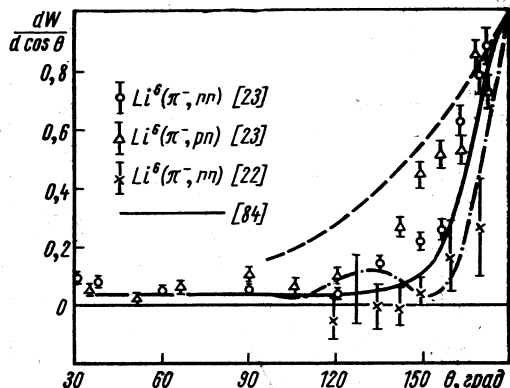


Рис. 6. Распределения нуклонов, вылетевших в реакциях ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) и ( $\pi^+$ ,  $pn$ ) на ядре  ${}^6\text{Li}$  по их относительным углам разлета.

Кривые --- и ---- соответствуют оболочечной и альфа-дейтронной модели ядра  ${}^6\text{Li}$  [70].

ствующей волновой функции, беря ее в виде решения уравнения Шредингера с потенциалом, представляемым суммой осциляторного потенциала и потенциала Хамада — Джонсона. Как было показано в работе [104], решение такого уравнения в рассматриваемом случае с хорошей точностью совпадает с соответствующим решением уравнения Бете — Голдстоуна. При этом кроме  $S$ -состояния  $pn$ -пары учитывалось и  $D$ -состояние. Функция угловой корреляции нейтронов, рассчитанная в работе [84] на основе такой модели ядра  ${}^6\text{Li}$ , которая тоже является альфа-дейтронной моделью, приведена на рис. 6. Видно, что теоретическая кривая правильно передает ход экспериментального распределения.

Работа [84] интересна еще тем, что в ней сделана первая попытка исследовать роль эффекта перерасеяния при  $\pi NN$ -взаимодействии в реакциях ( $\pi^-$ ,  $NN$ ) на сложных ядрах. Исследованию этого вопроса посвящено также несколько последующих работ [57, 85, 86, 87]. В работах [84, 86] роль эффекта перерасеяния исследовалась на примере реакции ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) на ядре  ${}^6\text{Li}$ , когда остаточное

ядро  ${}^4\text{He}$  получается в основном состоянии. В работе [87] рассматривались реакции  $(\pi^-, nn)$ ,  $(\pi^-, np)$  в ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  с образованием соответствующих остаточных ядер не только в основных, но и в возбужденных состояниях. В работе [85] роль этого эффекта исследовалась на примере реакций  $(\pi^-, nn)$ ,  $(\pi^-, np)$  на ядре  ${}^4\text{He}$ , а в работе [57] — на примере этих же реакций на ядре  ${}^{16}\text{O}$ .

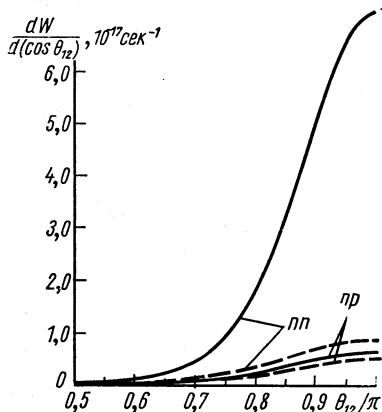


Рис. 7. Распределения нуклонов, вылетевших в реакциях  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^-, np)$  на ядре  ${}^4\text{He}$  по их относительным углам разлета [85]:

— с учетом эффекта перерасеяния;  
 - - - без учета.

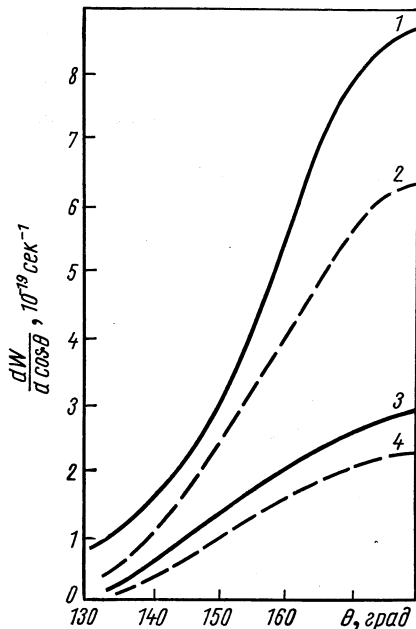


Рис. 8. Распределения нуклонов, вылетевших в реакциях  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^-, np)$  на ядре  ${}^{16}\text{O}$  по их относительным углам разлета при пренебрежении взаимодействием между нуклонами в конечном состоянии [57].

Для реакции  $(\pi^-, nn)$  — кривая 1 — с учетом эффекта перерасеяния ( $\lambda = 1$ ), 2 — без учета ( $\lambda = 0$ ); для реакции  $(\pi^-, np)$  — кривая 3 —  $\lambda = 1$ , 4 —  $\lambda = 0$ .

Исследования, проведенные для реакции  $(\pi^-, NN)$  на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , показывают, что учет эффекта перерасеяния, определяемый в основном членами с  $\lambda_2$  в выражении (1.27), связанными с перезарядкой при  $\pi N$ -столкновении (см. рис. 1, б, в), приводит к следующим результатам. Во-первых, значительно увеличивается абсолютная величина вероятности [84, 85, 87]. Во-вторых, существенно изменяется в сторону лучшего согласия теории с экспериментом функция угловой корреляции вылетевших нуклонов и распределение по их относительным энергиям [84—87], а именно увеличивается выход нуклонов с большими относительными энергиями и углами. Последнее утверждение демонстрируется на рис. 7, где приведены функции угловой корреляции нуклонов в реакциях  $(\pi^-, NN)$  на ядре  ${}^4\text{He}$  [85]. В-третьих, увеличивается отношение  $R$



(1.38) вероятности выхода  $nn$  к вероятности выхода  $np$ . Например, без учета эффекта перерассеяния  $R \approx 1,8$  в случае реакций на ядре  ${}^4\text{He}$  [85],  $R \approx 1(2)$  в случае реакций на ядре  ${}^6\text{Li}$  ( ${}^7\text{Li}$ ) [87], а при учете эффекта перерассеяния получим соответственно  $R \approx 7,4$  [85],  $R \approx 3(4)$  [87]. Последние значения  $R$  для реакций

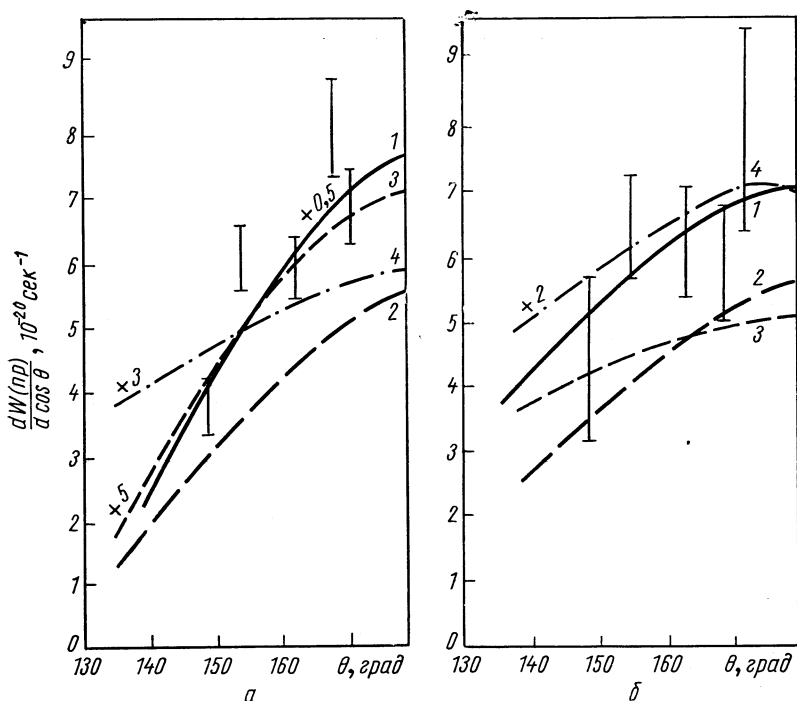


Рис. 9. Распределения нуклонов, вылетевших в реакциях  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^-, np)$  на ядре  ${}^{16}\text{O}$  по их относительным углам разлета:

кривые 1 — для случая  $\lambda = 1$ ; 2 — для случая  $\lambda = 0$ ; 3 — для случая  $l = 0, \lambda = 1$ ; 4 — для случая  $l = 0, \lambda = 0$  (при учете взаимодействия между нуклонами в конечном состоянии [57]). Экспериментальные данные из работы [23].

$(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^-, np)$  на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  находятся в удовлетворительном согласии с данными опыта  $R_{\text{экс}} = 3,7 \pm 1,0$  [23].

Представляет значительный интерес вопрос об относительной роли эффекта перерассеяния и эффекта взаимодействия между вылетающими нуклонами в конечном состоянии. Обсудим этот вопрос на примере реакций  $(\pi^-, NN)$  на ядре  ${}^{16}\text{O}$ , где, как мы уже видели, второй эффект играет существенную роль, если не учитывается эффект перерассеяния. На этом примере обсудим также некоторые другие вопросы. Результаты соответствующих расчетов, выполненных Т. И. Копалейшвили с сотрудниками [57], приведены на рис. 8 и 9 в виде кривых угловых корреляций вылетевших нуклонов и в табл. 2 в виде величин отношения  $R$  (1.38). Везде  $l$  — орбиталь-

Таблица 2

	Без взаимодействия	С взаимодействием		Эксперимент [23]
$l$	0 и 1	0 и 1	0	—
$\lambda$	0 1	0 1	0 1	—
$R$	3 3	1 0,7	2 4	$3,7 \pm 1$

ный момент внутреннего движения  $NN$ -пары в ядре, а  $\lambda = 0$  и 1 означает соответственно пренебрежение и учет эффекта перерасеяния.

Из рис. 8 и 9 видно, что, в то время как в случае реакции  $(\pi^-, nn)$  эффекты перерасеяния и  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии сравнимы, при реакции  $(\pi^-, pr)$  роль второго эффекта заметно преобладает над первым. Это объясняется тем, что  $pr$ -взаимодействие сильнее  $pn$ -взаимодействия.

Как видно из табл. 2, следствием этого является значительно заниженное теоретическое значение  $R$ , получаемое, как при учете эффекта перерасеяния, так и без него. Кроме того, из рис. 8,9 видно, что эффект перерасеяния и эффект  $NN$ -взаимодействий действуют в противоположных направлениях, и при этом учет второго эффекта значительно улучшает согласие теории с опытом для углового распределения. Из табл. 2 и рис. 8,9 видно, что можно достичь согласия теории с экспериментом не только для угловой корреляции, но и для отношения  $R$ , если предположить, что в двухчастичном поглощении  $\pi^-$ -мезонов (с  $1S$ -орбиты мезоатома), приводящем к реакции  $(\pi^-, NN)$ , участвуют только симметричные ( $l = 0$ ) пары. Интересно отметить, что при этом для абсолютной величины вероятности поглощения (с  $1S$ -орбиты мезоатома) получается значение  $W \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ сек}^{-1}$ , достаточно близкое к соответствующему экспериментальному значению  $(1,35 \pm 0,3)10^{19} \text{ сек}^{-1}$  [105]. Интересно выяснить, насколько такая модель будет справедлива для других ядер, а также для реакций  $(\pi^\pm, NN)$  с движущимися пионами.

Здесь следует подчеркнуть, что модель поглощения пионов симметричными парами в ядре, для реакции  $(\pi^-, nn)$ ,  $(\pi^-, pr)$  не сводится к квазидейтронной модели. Действительно, во-первых, в случае  $1P$ -оболочечных ядер симметричная  $pr$ -пара может находиться как в  $1S$ -, так и в  $2S$ -состояниях, вклады которых в вероятность реакции сравнимы. Во-вторых, вклад от синглетных пар только в два раза больше, чем вклад от триплетных пар [57], так что последним пренебрегать нельзя. В-третьих, к реакции  $(\pi^-, pr)$  квазидейтронная модель вообще неприменима.

Все обсуждаемые выше результаты по реакциям  $(\pi^-, NN)$  с остановившимися пионами были получены в предположении, что поглощение  $\pi^-$ -мезона происходит с  $1S$ -орбиты мезоатома ( $S$ -погло-

щение). Но вместе с тем нужно ожидать [6], что в случае ядер с  $Z \leq 10$  с этим поглощением может конкурировать поглощение с  $2S$ -орбиты мезоатома ( $P$ -поглощение). В настоящее время, насколько нам известно, нет прямых экспериментальных данных о доле  $\pi^-$ -мезонов, достигающих соответственно  $1S$ - и  $2P$ -орбит мезоатома. Поэтому при расчете реакции ( $\pi^-$ ,  $NN$ ) приходится в отдельности рассматривать  $S$ - и  $P$ -поглощение и, сравнивая полученные результаты с опытом, делать определенное заключение о том, какой из этих двух вариантов лучше соответствует действительности.

Расчеты реакции ( $\pi^-$ ,  $NN$ ) в предположении, что  $\pi^-$ -мезоны поглощаются с  $2P$ -орбиты мезоатома, производились в работах [64, 65, 73, 74, 77, 79]. Результаты показывают, что во всех вариантах расчетов для величины  $R$  (1.38) получаются [64, 65, 74, 77, 79] значения, меньшие единицы, что в явном противоречии с данными опыта [23]. Получаемый при этом спектр отдельных нуклонов [74] также расходится с данными опыта [25], в то время как в случае  $S$ -поглощения удается получить хотя бы качественное согласие [25]. Но вместе с тем в случае  $P$ -поглощения получается [74] достаточно хорошее описание данных эксперимента по функции угловой корреляции вылетевших нуклонов. Ясно, что вопрос требует дальнейшего изучения.

До сих пор мы использовали импульсное приближение (1.11). Чтобы выйти за рамки этого приближения, необходимо выяснить роль взаимодействия вылетевших в реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) нуклонов с остаточным ядром при одновременном учете  $NN$ -взаимодействия. Предварительные расчеты [83], приближенно учитывающие эти эффекты, показали, что учет взаимодействия вылетевших нуклонов с остаточным ядром путем введения соответствующего оптического потенциала существенно влияет на энергетический спектр отдельных нуклонов. Вообще говоря, эти эффекты должны играть важную роль при больших переданных импульсах  $q$  и малых относительных углах  $\theta_{12}$  вылетевших нуклонов. В этой области углов и импульсов существенна также зависимость оператора  $\hat{T}_{12}$   $\pi NN$ -взаимодействия от координат центра инерции пары  $NN$ , которой пренебрегали в импульсном приближении. Имеются расчеты [79], показывающие, что учет последнего эффекта заметно влияет на функцию угловой корреляции при малых  $\theta_{12}$ .

Теперь мы обсудим самый важный, на наш взгляд, вопрос о том, пригодны ли процессы ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) как метод получения спектральной информации о ядре, и если да, то в какой степени.

Поскольку в реакциях ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) из ядра-мишени удаляются два нуклона, то, принимая во внимание оболочечную структуру ядер, следует ожидать, что остаточное ядро получится в общем случае в двухдырочных состояниях. Здесь ситуация несколько похожа на ситуацию, которая имеет место в реакциях квазиупругого выбивания типа ( $p$ ,  $pd$ ) [106]. Но в отличие от последнего случая, когда из ядра выбивается только триплетная  $np$ -пара, при реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) из ядра помимо триплетной  $np$ -пары выбивается с замет-

ной вероятностью также и синглетная  $np$ -пара. Кроме того, возможны реакции с выбиванием из ядра  $nn$ - и  $pp$ -пар. Поэтому спектр возбуждения остаточных ядер в реакциях  $(\pi^\pm, NN)$  будет гораздо более богатым и разнообразным, чем в реакциях  $(p, pd)$ . Задача состоит в том, чтобы выяснить, какие состояния при этом возбуждаются и с какой вероятностью. В экспериментальном плане задача, кроме того, состоит в выделении этих состояний и их идентификации.

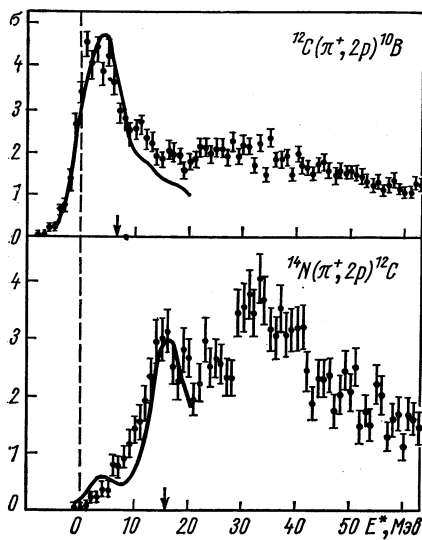


Рис. 10. Спектры возбуждения остаточных ядер в реакции  $(\pi^\pm, pp)$ . Теоретические кривые из работы [71], экспериментальные данные из работы [29].

Теоретически вероятность возбуждения отдельных уровней остаточного ядра  $B$  в реакции (1.3) может быть получена из амплитуды (1.7) или (1.11). Такие исследования описаны в работах [71, 78, 87, 90]. Расчеты [71] реакций  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^+, pp)$  на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$ , основанные на приближениях, использованных в работах [64, 65, 89] с применением, кроме того, волновых функций модели промежуточной связи [108], показали, что оболочечная структура ядер играет важную роль в этих процессах. Эксперимент по реакции  $(\pi^+, pp)$  [28], поставленный в ЦЕРНе, подтвердил, как показано на рис. 10, это предсказание теории. На рис. 11 приведены аналогичные результаты для реакции  $(\pi^-, nn)$ . Заметим, что

учитывалось [71] только взаимодействие  $\pi$ -мезонов с нуклонами  $1P$ -оболочки. Из рис. 10 и 11 видно, что в реакциях  $(\pi^+, pp)$  и  $(\pi^-, nn)$  на ядре  $^{12}\text{C}$  главным образом возбуждаются низколежащие уровни остаточного ядра  $^{10}\text{B}$ , а в случае реакции на ядре  $^{14}\text{N}$  в основном возбуждаются высоко расположенные уровни ядра  $^{12}\text{C}$ . Основываясь на оболочечной структуре рассматриваемых ядер, последнему результату можно дать следующую интерпретацию. Ядро  $^{14}\text{N}$  в основном состоянии имеет следующую конфигурацию  $(1S_{1/2})^4(1P_{3/2})^8(1P_{1/2})^2$ . Если бы  $\pi$ -мезоны преимущественно поглощались  $np$ -парой в  $1P_{1/2}$ -оболочке, то ядро  $^{12}\text{C}$  получилось бы в основном состоянии, которому соответствует конфигурация  $(1S_{1/2})^4(1P_{3/2})^8$ . Следовательно, в образовании ядра  $^{12}\text{C}$  в состояниях при  $E^* \approx 16$  Мэв участвуют нуклоны из  $1P_{3/2}$ -оболочки.

Большой максимум в спектре возбуждения ядра  $^{12}\text{C}$  при  $E^* \approx (30 - 35)$  Мэв [25], который наблюдался и в реакции  $(\pi^+, pp)$  [28] (рис. 10), связан, по-видимому, с вкладом  $S$ -оболочки. При этом

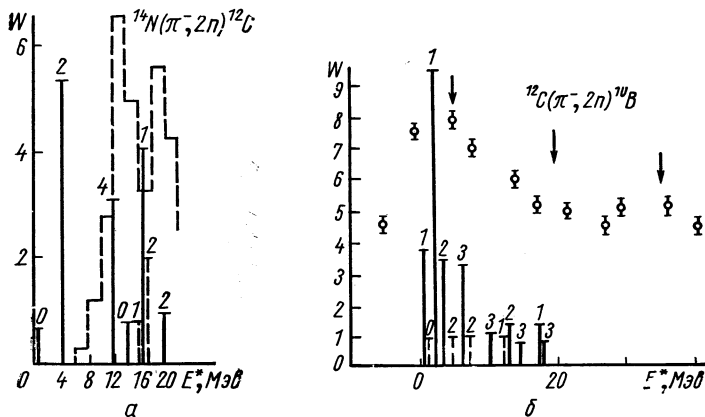


Рис. 11. Спектры возбуждения остаточных ядер в реакции  $(\pi^-, nn)$  с остановившимися пионами.

Теоретические результаты взяты из работы [71], где цифры над линиями означают полный момент количества движения ядра; — — — уровни с изоспином  $T = 0$ , — — —  $T = 1$ . Четность всех проведенных уровней положительная. Экспериментальные данные: а — из работы [108], б — из работы [25].

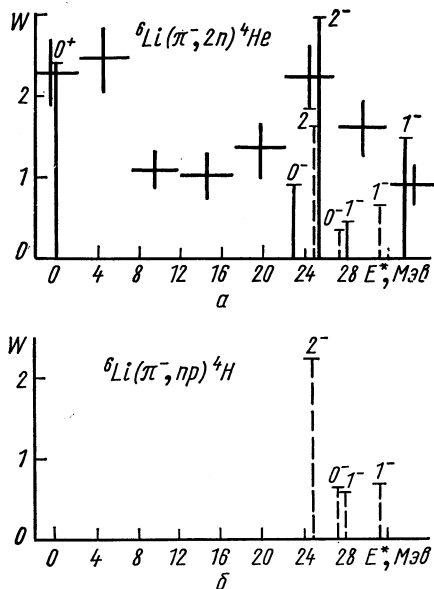


Рис. 12. Спектры возбуждения остаточных ядер в реакциях  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^-, np)$  на ядре  $^6\text{Li}$ .

Теоретические результаты из работы [87], экспериментальные — из работы [24].

возможно выбивание одного нуклона из  $P$ -, а другого — из  $S$ -оболочки или обоих нуклонов из  $S$ -оболочки. С последней возможностью связан, по-видимому, максимум в спектре на рис. 11,  $a$ , соответствующий образованию ядра  $^{10}\text{B}$  в состояниях при  $E^* \approx 35 \text{ Мэв}$ . То, что такие максимумы могут появляться, можно видеть из оценок полного вклада от  $S$ -оболочки, приведенных в работах [65, 73, 57]. Подробные количественные расчеты спектра в этой области возбуждения в настоящее время отсутствуют.

Интересно отметить некоторые детали теоретических спектров возбуждения: уровень  $2^+$  ( $T = 0$ ) ядра  $^{12}\text{C}$  в реакции  $(\pi^-, nn)$  возбуждается со сравнимой с другими уровнями вероятностью, в то время как в реакции  $(\pi^+, pp)$  вероятность возбуждения этого уровня относительно мала; максимум при  $E^* \approx 16 \text{ Мэв}$  в том же спектре в случае реакции  $(\pi^+, pp)$  приходится на уровень  $2^+$  ( $T = 1$ ), а в случае реакции  $(\pi^-, nn)$  — на уровень  $1^+$  ( $T = 0$ ) и т. д. Эти и аналогичные факты означают, что спектры возбуждения определяются не только генеалогической связью, т. е. коэффициентами  $\bar{C}_i$  в формуле (1.11), но и величинами  $b_{\gamma_c}(q)$  и амплитудой (1.34), т. е. динамикой процесса. Следовательно, поскольку последняя различна для поглощения  $\pi^-$  при остановке и поглощении  $\pi^+$  на лету, реакции  $(\pi^-, nn)$  и  $(\pi^+, pp)$  могут дополнять друг друга в смысле получения спектроскопической информации о ядре [71].

С этой же точки зрения очень важно экспериментальное изучение спектра возбуждений остаточных ядер в реакциях  $(\pi^\pm, np)$ , когда из ядра выбиваются два одинаковых нуклона и, следовательно, остаточное ядро получается в состояниях с изотопическим спином, отличающимся на единицу от изоспина основного состояния. В этой связи заметим, что в реакции  $^{16}\text{O}(\pi^+, np)^{14}\text{C}$ , согласно расчетам [90], максимум в спектре находится при  $E^* \approx 10 \text{ Мэв}$ .

Оболочечная структура ядер очень ярко проявилась в реакциях  $(\pi^+, pp)$  на ядрах  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$  [109]. Первый из двух наблюдаемых (хорошо разделенных) максимумов связан с образованием соответственно ядер  $^4\text{He}$  и  $^5\text{He}$  в основных состояниях (в случае ядра  $^5\text{He}$  не может иметься также вклад от первого возбужденного состояния  $\frac{1}{2}^-, T = \frac{1}{2}$ ), и его можно интерпретировать как результат удаления  $np$ -пары из  $P$ -оболочки ядер-мишени. Второй максимум может соответствовать либо удалению одного нуклона из  $S$ , а другого — из  $P$ -оболочки (в этом случае остаточные ядра получатся в состояниях с четностью, противоположной четности основного состояния, — дипольные возбуждения), либо удалению обоих нуклонов из  $S$ -оболочки. В этом случае остаточные ядра  $^4\text{He}$ ,  $^5\text{He}$  будут получаться в двухдырочных состояниях. Количественное рассмотрение этих реакций, насколько нам известно, никем не проводилось.

В случае реакции  $(\pi^-, NN)$  с остановившимися  $\pi^-$ -мезонами исследование спектров возбуждения описано в работах [78, 87]. При этом для ядер  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$  использовалась трансляционно-инвариантная модель с разными осцилляторными параметрами для

S- и P-оболочек, определенными из условия энергетической устойчивости системы и по данным упругого рассеяния электронов на этих ядрах. Волновые функции ядер с  $A = 4$  и 5 для разных возбужденных состояний и соответствующие энергии брались из работы [110]. Было показано [78], что второй максимум, который появляется в реакциях ( $\pi^-$ ,  $nn$ ) в спектре возбуждения остаточных ядер, соответствует дипольным возбуждениям. Расчеты [87] показали также, что учет эффекта перерассеяния  $\pi$ -мезонов в  $\pi NN$ -взаимодействии приводит к увеличению относительной вероятности возбуждения дипольных состояний и тем самым улучшает согласие с экспериментом. Эти результаты приведены на рис. 12. Как видим, теория правильно передает основные особенности спектра возбуждения. Аналогичные данные по реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^-, nn){}^5\text{He}^*$  в настоящее время отсутствуют, поэтому, не приводя здесь соответствующего теоретического спектра, отметим его основные характеристики [78]. В первый максимум этого спектра сравнимый вклад вносит основное состояние ( $\frac{3^-}{2}$ ,  $T = \frac{1}{2}$ ) и первое возбужденное состояние ( $\frac{1^-}{2}$ ,  $T = \frac{1}{2}$ ,  $E^* \approx 3 - 5 \text{ Мэв}$ ), а во второй максимум главный вклад вносит состояние ( $\frac{1^+}{2}$ ,  $T = \frac{1}{2}$ ,  $E^* \approx 17 \text{ Мэв}$ ).

В случае реакции ( $\pi^-$ ,  $pn$ ) на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  в теоретическом спектре возбуждения остаточных ядер (соответственно  ${}^4\text{H}^*$  и  ${}^5\text{H}^*$ ) имеется максимум, соответствующий удалению одного нуклона из S, а другого — из P-оболочки ядер-мишени. При этом в спектре возбуждения  ${}^5\text{H}^*$  максимум приходится на уровень ( $\frac{1^+}{2}$ ,  $T = \frac{3}{2}$ ,  $E^* \approx 23 \text{ Мэв}$ ), в спектре возбуждения  ${}^4\text{H}^*$  — на уровень ( $2^-$ ,  $T = 1$ ,  $E^* \approx 25 \text{ Мэв}$ ). Последний результат демонстрируется на рис. 12, б. Из сказанного ясно, что реакции ( $\pi^-$ ,  $np$ ) на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  интересны с точки зрения определения уровней таких редких систем, какими являются ядра  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$ .

Следует обратить внимание на одну особенность спектра возбуждения, которая проявилась в эксперименте [24, 32, 109], а именно на его зависимость от области значений суммарного импульса вылетевших в реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) нуклонов K. При малых K, когда использование импульсного приближения вполне обоснованно, хотя с большей вероятностью возбуждаются низко расположенные уровни остаточного ядра, заметно проявляются также сравнительно высокие возбуждения. Тем самым мы получаем возможность извлечения спектроскопической информации даже при достаточно больших возбуждениях.

**Выводы.** Приведенное обсуждение результатов по реакции ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) позволяет сделать следующие заключения.

1. Современные представления о процессах ( $\pi^\pm$ ,  $NN$ ) как о прямых реакциях, идущих через парное поглощение  $\pi$ -мезонов, при больших энергиях (несколько десятков мегаэлектронвольт вылетев-

ших нуклонов, больших относительных энергиях и углах разлета, малые  $q$  и  $K$ ) в основном правильны.

2. Современные представления о строении ядра и о его волновых функциях являются достаточно хорошей основой для теоретической трактовки этих процессов, но при этом требуется более полный учет парной корреляции нуклонов в ядре, чем это делается в большинстве расчетов.

3. Основное приближение — импульсное приближение, применяемое в теоретических расчетах реакций ( $\pi^\pm, NN$ ), нуждается в дальнейшем уточнении, а именно следует учитывать взаимодействие вылетевших нуклонов с остаточным ядром (эффект многократного рассеяния) одновременно с учетом взаимодействия между нуклонами. Это позволит расширить область применимости теории на малые относительные энергии и углы вылетевших нуклонов. В связи с этим нужны также надежные экспериментальные измерения угловых распределений и энергетических спектров отдельных нуклонов в этой области.

4. Эффект перерасеяния  $S$ -волн  $\pi$ -мезона как в элементарном акте  $\pi NN \rightarrow NN$ , так и в реакции ( $\pi, NN$ ) на сложном ядре является важным эффектом, действующим в нужном направлении. Но требуется дальнейшее изучение  $\pi NN$ -взаимодействия во всей области энергий  $E_\pi \lesssim 100$  Мэв и особенно эффекта перерасеяния  $P$ -волн мезона, а также его роли в реакциях ( $\pi, NN$ ) на ядре.

5. Реакции ( $\pi^\pm, NN$ ) могут быть успешно использованы как новый метод исследования структуры атомного ядра, особенно для получения спектроскопической информации в сравнительно широкой области энергии (до нескольких десятков мегаэлектронвольт) возбуждения. При этом для получения детальной информации об отдельных уровнях требуется повышение экспериментального энергетического разрешения, по крайней мере в несколько раз, по сравнению с тем, что достигнуто в настоящее время. Что касается парной корреляции нуклонов на малых расстояниях в ядре, то получить информацию о них в настоящее время трудно, во-первых, вследствие невозможности отделить соответствующий эффект от эффекта взаимодействия между вылетевшими нуклонами в конечном состоянии, во-вторых, вследствие отсутствия надежных и детальных измерений распределений вылетевших нуклонов по их относительным энергиям и углам и зависимости отношения  $R = W_{nn}/W_{np}$  от этого угла. Эти характеристики в принципе содержат такую информацию.

## 2. МНОГОЧАСТИЧНЫЕ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

Каналы реакции поглощения пионов ядрами со сложными частицами ( $d, t, {}^3\text{He}$  и пр.), вылетающими вместе с нуклонами, слабо изучены в настоящее время, как экспериментально, так и теоретически. Поэтому основной задачей на данном этапе является выделение каналов реакции, связанных с определенным механизмом



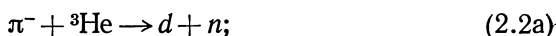
поглощения. Интерес к такого типа реакциям связан, в первую очередь, с надеждой получения информации о кластерной структуре ядер. Различные аспекты кластерной структуры широко обсуждаются в последнее время [111].

Как уже отмечалось в введении, к реакциям с быстрыми сложными частицами приводят различные многочастичные механизмы поглощения:  $\alpha$ -частичный [18в, 34], поглощение подсистемами типа ядра  ${}^4\text{Li}$  [19] и пр. Ясно, что для уточнения наших представлений об этих механизмах следует исследовать сначала поглощение пионов свободными малонуклонными ядрами.

Ниже обсуждение механизма реакции поглощения будет проводиться на примере реакции с остановившимися  $\pi$ -мезонами, поскольку имеются экспериментальные указания на то, что нет существенной разницы между механизмами поглощения пионов при остановке и на лету.

## 2.1. Реакции на малонуклонных ядрах

При поглощении  $\pi$ -мезонов ядрами  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$  возможны следующие каналы реакции, исключая каналы с рождением новых частиц:



В случае поглощения пионов этими ядрами имеется еще большее основание, чем в случае сложных ядер, считать, что реакции поглощения будут прямыми. Это связано с малостью числа нуклонов и с тем, что энергии связи этих ядер много меньше, чем энергия, передаваемая ядерной системе в процессе поглощения.

Итак, в случае ядра  ${}^4\text{He}$  можно предположить, что тритонный и дейтронный каналы (2.1a, б) идут соответственно через одно поглощение пиона отдельным нуклоном ядра и двухчастичные механизмы поглощения. Через двухчастичный механизм может идти также и протонный канал (2.1в). Однако при этом имеются две возможности: либо пион поглощается  $pp$ -парой, и в этом случае протоны будут быстрыми, а в спектре нейтронов должны наблюдаться два максимума — при малых (нейтроны отдачи) и при больших (первичный нейтрон) энергиях; либо пион поглощается  $np$ -парой и оставшаяся  $np$ -пара оказывается в несвязанном состоянии. Во втором случае спектры нейтронов и протонов будут одинаковыми с двумя максимумами соответственно при малых и больших энергиях.

Аналогичные возможности имеются в случае поглощения пионов ядром  ${}^3\text{He}$  (2.2). Дейтронный канал (2.2a) можно связать с одно-

частичным механизмом поглощения, а протонный канал (2.26) — как с одно-, так и двучастичными механизмами. В первом случае должны наблюдаться один быстрый нейтрон и медленные нейтрон и протон, а во втором случае, когда  $\pi$ -мезон поглощается  $n\bar{p}$ -парой, быстрым оказывается протон, а в спектре нейтронов будут два максимума: один при малой и другой при большой энергиях. В зависимости от механизма разными будут также угловые распределения продуктов реакции (2.1).

Это качественное рассмотрение, в которое учет эффектов взаимодействия в конечном состоянии безусловно внесет определенные коррективы, показывает, что для установления механизма поглощения пионов данными ядрами очень важно детальное экспериментальное исследование спектров и угловых распределений продуктов реакции (2.1) — (2.2). К сожалению, таких данных в настоящее время нет. Имеются лишь данные [112, 113] по относительному вкладу тритонного канала в реакциях (2.1), согласно которым этот вклад равен  $(19,4 \pm 1,8)$  [112] и  $(18,4 \pm 1,4)\%$  [113]. В случае реакции (2.2) кроме относительных вкладов дейтронного (2.2a) и протонного (2.2б) каналов в общую вероятность поглощения  $\pi$ -мезонов ядром  ${}^3\text{He}$ , равную соответственно  $(15,9 \pm 2,3)$  и  $(57,8 \pm 5,4)\%$  [114], имеются также данные [114] по спектру протонов в реакции (2.2б).

Теоретическому исследованию реакций (2.1) и (2.2) посвящены соответственно работы [58, 67, 85] и [59, 92]. Что касается соответствующих реакций с  $\pi^+$ -мезонами, то они, насколько нам известно, никем пока не исследовались. В работах [58, 67, 85] канал (2.1в) рассматривался на основе двучастичного механизма поглощения (в соответствии с приведенным выше качественным рассмотрением), и при рассмотрении каналов (2.1в) [85] и (2.3б) [59, 92] использовалась только одна из двух возможностей, а именно двучастичный механизм, в то время как другой возможностью — одночастичным механизмом — пренебрегали. Последняя возможность не рассматривалась [58, 59, 92] даже для однонуклонных каналов (2.1a) и (2.2a), где, казалось бы, одночастичный механизм должен быть основным. Предполагалось, что и они идут через двучастичный механизм. Последнее предположение вызывает сомнения. Действительно, трудно представить, что один из быстрых нуклонов, получившихся в первом акте поглощения пиона  $NN$ -парой, останется в такой малонуклонной системе, как ядро  ${}^3\text{He}$  или ядро  ${}^4\text{He}$ . Однонуклонный механизм использовался в работе [67] при рассмотрении канала (2.1a). Укажем, что в работах [58, 59, 92] применялся феноменологический подход, а в работах [67, 85] — микроскопический подход.

Результаты, касающиеся канала (2.1б), частично были обсуждены в предыдущей главе. Здесь следует обратить внимание на существенное различие между результатами, полученными при феноменологическом и микроскопическом подходах и касающимися распределения вылетевших нуклонов по их относительным энергиям.

Как видно из кривых на рис. 4, при первом подходе [58] в распределении получаются два максимума, в то время как при микроскопическом подходе [67, 85] получается лишь один максимум. Отсутствие соответствующих экспериментальных данных не позволяет сделать заключения о преимуществе того или иного подхода.

В работах [58, 59, 92] реакции (2.1) и (2.2) пытались использовать для определения относительного знака амплитуд  $g_0$  и  $g_1$ , который в феноменологической модели Екстейна [58] не фиксируется из данных по реакциям поглощения пионов на двухнуклонных системах [см. обсуждение оператора (1.30) в предыдущей главе]. С этой целью в работе [58] рассматривалось отношение вероятности канала (2.1а)  $W_t$  к полной вероятности ( $W$ ) реакции (2.1)  $R_t = W_t/W$ . Было найдено, что  $R_t \approx 0,22$  при  $g_0g_1 > 0$  и  $R_t < 10^{-3}$  при  $g_0g_1 < 0$ . Если, однако, для  $|g_0|$  и  $|g_1|$  использовать новые значения (1.32) вместо (1.31), использованных в этих [58] оценках, то получим  $R_t \approx 0,36$  при  $g_0g_1 > 0$  и  $R_t \approx 0,12$  при  $g_0g_1 < 0$ . На основе сравнения этих значений  $R_t$  с соответствующим экспериментальным значением  $R_t \approx 0,2$  [112, 113] невозможно определить относительный знак  $g_0$  и  $g_1$ , так как в обоих случаях имеется расхождение теоретического значения с экспериментальным. Укажем, что в работе [59] была предпринята попытка использовать для определения относительного знака  $g_0$  и  $g_1$  реакции (2.2), но и она не увенчалась успехом, так как результаты расчетов оказались сильно зависящими от поведения волновой функции ядра  $^3\text{He}$  на малых межнуклонных расстояниях, которые пока недостаточно хорошо известны. Это обстоятельство не позволило сделать выбора между двумя возможностями:  $g_0g_1 > 0$  и  $g_0g_1 < 0$ , хотя первый вариант и оказался несколько предпочтительнее. На рис. 13 приведены результаты расчетов [59] по спектру протонов в реакции (2.26) вместе с экспериментальными данными. Видно, что спектр, рассчитанный теоретически, существенно зависит от волновой функции ядра  $^3\text{He}$  и в одном случае получается удовлетворительное согласие с экспериментом.

Величина  $R_t$  оценивалась также в работе [67]. Оказалось, что  $R_t \approx 1/3$  или  $1/2$  в зависимости от поведения волновой функции на малых межнуклонных расстояниях, а именно при жесткой или при мягкой сердцевинах  $NN$ -взаимодействия. Эти значения тоже не согласуются с экспериментальным значением (примерно 0,2). Но при этом следует иметь в виду, что, во-первых, в работе [67] вероятность канала (2.1в) оценивалась в приближении плоских волн для продуктов реакции, что привело к значительно заниженному ее значению и, во-вторых, в работе [67] не принимался во внимание эффект перерасеяния в  $\pi NN$ -взаимодействии. Учет последнего, как мы видели, увеличивает сечение канала (2.1б), но, видимо, не приводит к изменению вероятности однонуклонного канала, который в основном должен идти через однонуклонный механизм поглощения пиона. В результате учета этих двух эффектов мы должны ожидать уменьшения теоретического значения.

Таким образом, возникает необходимость вновь рассмотреть реакции (2.1) на основе единого микроскопического подхода.

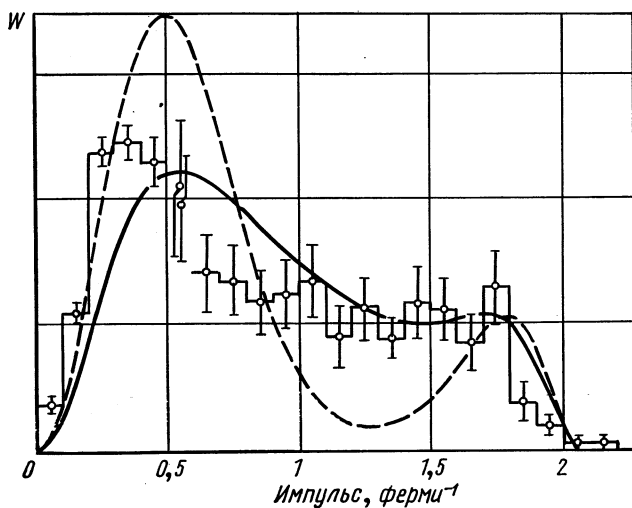


Рис. 13. Импульсное распределение протонов в реакции  $\pi^- + {}^3\text{He} \rightarrow p + 2n$ .

Теоретические кривые взяты из работы [59]; пунктирная и сплошная кривые получены при использовании в качестве волновой функции ядра  ${}^3\text{He}$  гауссовой функции и функции Ирвинга — Гана соответственно. Экспериментальные результаты взяты из работы [114].

Очень важно такой подход применить и к реакциям (2.2) и провести сравнение с результатами, полученными при феноменологическом подходе [59].

## 2.2. Реакции, идущие через $\alpha$ -частичный механизм поглощения

Если исходить из предположения, что  $\alpha$ -частичный механизм поглощения  $\pi$ -мезонов сложным ядром приводит только к прямым реакциям, то в соответствии с возможными каналами реакции поглощения на свободной  $\alpha$ -частице (2.1 и 2.2) получаются следующие допустимые каналы:

$$\pi^- + A(Z, N) \rightarrow B^*(Z-2, N-2) + {}^3\text{H} + n; \quad (2.3a)$$

$$B^*(Z-2, N-2) + d + nn; \quad (2.3б)$$

$$B^*(Z-2, N-2) + np + nn. \quad (2.3в)$$

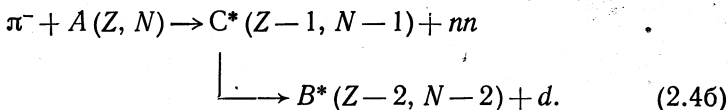
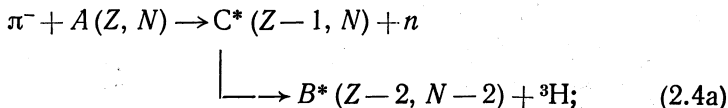
Каналы с четырьмя нуклонами обсуждать не будем, так как в настоящее время им невозможно дать сколько-нибудь обоснованную интерпретацию.

Принимая во внимание сказанное относительно механизма реакции (2.1),  $\alpha$ -частичный механизм применительно к каналу (2.3а) и к каналу (2.3б) можно следующим образом уточнить:

1)  $\pi^-$ -мезон поглощается протоном, находящимся во внутриядерной  $\alpha$ -частице, а ядро  ${}^3\text{H}$  вылетает из ядра-мишени как продукт отдачи в первом акте поглощения  $\pi^-$ -мезона;

2)  $\pi^-$ -мезон поглощается  $np$ -парой, находящейся во внутриядерной  $\alpha$ -частице, а другая  $np$ -пара вылетает из ядра в виде дейтрона как продукт отдачи в первом акте поглощения  $\pi^-$ -мезона. Следует указать, что дейтроны в реакции  ${}^{12}\text{C}(\pi^+, dpp) {}^8\text{Be}^*$ , исследованной в работе [34], возникают, действительно, вследствие этого механизма.

Вообще говоря, ядра  ${}^3\text{H}$  и  $d$  при поглощении  $\pi^-$ -мезонов могут возникнуть также благодаря следующей цепочке процессов:



Здесь первый этап соответствует одно-или двухчастичному механизму поглощения.

Различие между прямыми (2.3а, б) механизмами образования ядер  ${}^3\text{H}$  и  $d$  и такими ступенчатыми процессами (2.4а, б) будет проявляться в энергетических спектрах вылетающих сложных частиц, в их угловых распределениях относительно движения вылетевших нуклонов и в спектрах возбуждения остаточных ядер  $C^*$ . Экспериментальное исследование таких характеристик позволило [34] разделить эти две возможности.

Теоретическое рассмотрение реакции (2.3а, б) наталкивается на дополнительные трудности по сравнению с реакциями ( $\pi^\pm, NN$ ). Это связано с тем, что, во-первых, сложные частицы, появляющиеся в реакциях (2.3а, б), уже не будут обладать столь большими энергиями, как нуклоны в реакциях ( $\pi^\pm, NN$ ), и, следовательно, пренебрежение обменными эффектами между продуктами реакции (2.3а, б) будет менее точным приближением, чем в соответствующих реакциях ( $\pi^\pm, NN$ ). Во-вторых, эффекты взаимодействия в конечном состоянии (2.3а, б) здесь труднее учитывать, хотя они могут быть более существенными, чем соответствующие эффекты в реакциях ( $\pi^\pm, NN$ ).

Если все же пренебречь взаимодействием между всеми продуктами реакции (2.3а, б) и в операторе взаимодействия пиона с  $\alpha$ -частицей —  $\hat{T}_\alpha$  пренебречь его зависимостью от координат центра масс  $\alpha$ -частицы, то для амплитуд реакции, приводящей к опре-

деленному состоянию  $\beta_\beta$  остаточного ядра  $B$ , получим

$$T_{if} = \sqrt{N_4} \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4 \nu_c \nu_{1234}} \tilde{C}_i(\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4; \beta_B \nu_c \nu_{1234}) b_{\nu_c}(q) (\psi_{\beta_{1234}}^{(-)} | \hat{T}'_\alpha | \psi_{\nu_{1234}}), \quad (2.5)$$

где  $\psi_{\nu_{1234}}$  — волновая функция внутреннего состояния  $\alpha$ -частицы в ядре-мишени;  $b_{\nu_c}(q)$  ( $q = \mathbf{K} - \mathbf{K}_0$ ,  $\mathbf{K}$  — полный импульс вылетевших частиц) — импульсное распределение ее центра инерции;  $\psi_{\beta_{1234}}^{(-)}$  — волновая функция взаимного движения вылетевших частиц;  $\tilde{C}_i$  — коэффициенты, аналогичные коэффициентам  $\bar{C}_i$  в (1.11) и соответствующие выделению из ядра-мишени  $A$  подсистемы четырех нуклонов ( $\alpha$ -частицы);  $\hat{T}'_\alpha$  — часть оператора  $\hat{T}_\alpha$ , не зависящая от центра инерции последней;  $N_4$  — коэффициент, учитывающий тождественность нуклонов.

Во всех немногочисленных теоретических работах [115—117], которые посвящены исследованию реакции (2.3а, б) с остановившимися  $\pi^-$ -мезонами, для амплитуды реакции использовалось выражение типа (2.5). В работе [116] рассмотрение велось в рамках МФД, а в работах [115, 117] применялся шредингеровский подход. Укажем, что в работе [115] кроме амплитуды (2.5) рассматривалась амплитуда, учитывающая (весьма приближенно) ( $t - \alpha$ )-взаимодействие в реакции  $^{12}\text{C}(\pi^-, nt) 2\alpha$ . Далее, в то время как в работах [115, 116] амплитуда поглощения пиона внутриядерной  $\alpha$ -частицей ( $\psi_{\beta_{1234}}^{(-)} | \hat{T}'_\alpha | \psi_{\nu_{1234}}$ ) считалась феноменологической постоянной (весьма грубое приближение), в работе [117] она рассчитывалась теоретически. К тому же при рассмотрении канала (2.3б) использовался описанный выше уточненный  $\alpha$ -частичный механизм [73]. Следовательно, в качестве оператора  $\hat{T}'_\alpha$  в амплитуде (2.5) берется двухчастичный оператор, получаемый из выражения (1.25) с учетом того, что  $np$ -пара находится во внутриядерной  $\alpha$ -частице.

Сравнение результатов расчетов [115, 116] энергетического спектра тритонов и функции угловой корреляции  $t$  и  $n$  в реакции (2.3а) с экспериментом [18б, 18в] показывает, что представление об этой реакции как о прямой реакции, идущей через  $\alpha$ -частичный механизм, в основном правильное.

Реакция ( $\pi^-$ ,  $dnn$ ) с остановившимися  $\pi^-$ -мезонами в работе [117] исследовалась для выяснения вопроса о том, можно ли реакции такого типа (2.3б) использовать для получения информации о кластерной структуре ядер. Для этого на примере реакции на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  рассчитывались: спектр возбуждения остаточных ядер  $B$ , энергетический спектр дейтронов и функция угловой корреляции между направлением ( $\mathbf{K}d$ ) вылета дейтрона и направлением ( $\mathbf{K}_{12}$ ) движения центра масс вылетевших нейтронов. Четырехчастичная корреляция нуклонов, приводящая к образованию в ядре  $\alpha$ -частиц, учитывалась приближенно путем введения параметра обособленности [111б]  $y = \alpha'/\alpha$ , где  $\alpha$  — осцилляторный параметр

оболочечной модели, а  $\alpha'$  — осцилляторный параметр для  $\alpha$ -частичной ассоциации.

Показано [117], что от степени обособленности  $\alpha$ -ассоциации существенно зависит функция угловой корреляции (рис. 14):

слабее энергетический спектр дейтронов и почти не зависит спектр возбуждения остаточных ядер. Интересно отметить, что этот спектр возбуждения достаточно чувствителен к структуре ядра мишени. Например, в то время как в реакции  $^{12}\text{C}(\pi^-, dnn)$   $^8\text{Be}^*$  в основном возбуждается уровень ( $2^+$ ,  $T = 0$ ,  $E^* \approx 16$  Мэв) ядра  $^8\text{Be}$  в реакции  $^{14}\text{N}(\pi^-, dnn)^{10}\text{B}^*$ , кроме уровня ( $4^+$ ,  $T = 0$ ,  $E^* \approx 17$  Мэв) ядра  $^{10}\text{B}$  со сравнимой с ним вероятностью возбуждаются также низколежащие уровни при  $E^* \approx \approx (3 - 5)$  Мэв.

Таким образом, на основе исследования функции угловой корреляции между направлением движения центра инерции двух нейтронов в реакции  $(\pi^-, dnn)$ , а также энергетического спектра дейтронов можно будет получить определенные сведения о  $\alpha$ -частичной структуре легких ядер. Кроме того, реакции  $(\pi^-, dnn)$  могут быть использованы как средства возбуждения высоколежащих уровней ядер.

В заключение приношу благодарность профессору В. Г. Соловьеву за обсуждение вопросов, затронутых в данной работе, и доктору В. В. Бабикову за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Батусов Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ Р-1474. Дубна, 1963; «Ж. эксперим. и теор. физ.», **46**, 817 (1964).
2. Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», **7**, 28 (1968).
3. Ericson M., Ericson T. Ann. Phys., **36**, 323 (1966); Ericson T. Ref. TN, 109, CERN, 1969.
4. Koltun D. S. In: Advances in Nuclear Physics., Vol. 3, New York — London, Plenum Press, 1969, p. 71.
5. Wilkinson D. H. In: Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure. Tokyo, 1967; Suppl. Phys. Soc. Japan, **24** (1968); Future of Nuclear Structure studies. Vienna, 1969, p. 25.
6. Burhop E. H. S. High Energy Physics. Ed. Burhop. New York — London, Academic Press, 1969, p. 185.
7. Heidman J., Leprieux-Ringuet L. Compt. Rend., **226**, 1716 (1948).

$\frac{dW}{d \cos \theta}$ , отн. ед.

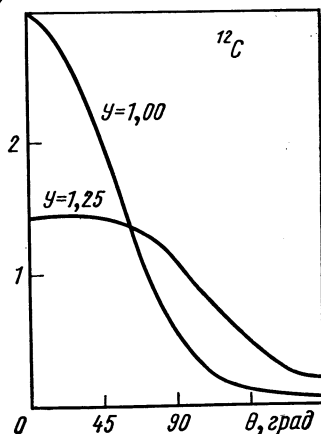


Рис. 14. Функция угловой корреляции между направлением движения дейтронов и направлением движения центра масс нейтронов в реакции  $^{12}\text{C}(\pi^-, dnn)^8\text{Be}$  [117].

8. Perkins D. H. *Philos. Mag.*, **40**, 601 (1949).
9. Marchak R. Echo Lake Symposium on Cosmic Radiation, 1949.
10. Gampos Venuti G. et al. *Nuovo cimento*, **34**, 1446 (1964).
11. Anderson H. L. et al. *Phys. Rev.*, **133**, B392 (1964).
12. Couteur K. J. *Proc. Phys. Soc.*, **A63**, 259 (1950); **A65**, 718 (1952).
13. Tamor S. *Phys. Rev.*, **77**, 412 (1950).
14. Chark A. S., Ruddesden S. W. *Proc. Phys. Soc.*, **A64**, 1064 (1951).
15. Brueckner K. A. et al. *Phys. Rev.*, **84**, 258 (1951).
16. Menon N. G. et al. *Philos. Mag.*, **41**, 583 (1950).  
 Cheston W. B., Golfarb L. J. *Phys. Rev.*, **78**, 683 (1950).  
 Adelman F. L. *Phys. Rev.*, **78**, 86 (1950); **85**, 849 (1952).  
 De Satbata B. et al. *Nuovo cimento*, **10**, 1704 (1953).  
 Vaderhaeche G., Demeur M. *Nuovo cimento, Suppl.*, **4**, 931 (1956).  
 Demeur M. et al. *Ibid.*, p. 509.
- Азимов А. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 756 (1956).  
 Варфоломеев А. Г. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 540 (1958).  
 Барков А. Г. et al. *Nuovo cimento*, **28**, 673 (1963).  
 Амтигаји Р., Lederman L. D. *Nuovo cimento*, **4**, 238 (1956).  
 Schiff M. et al. *Phys. Rev.*, **122**, 265 (1961).  
 Block M. M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **11**, 301 (1963).  
 Демидов В. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 1446 (1963); **46**, 1320 (1964); Батусов Ю. А. и др. «Ядерная физика», **6**, 1149 (1967).  
 Bernardini G., Levy F. *Phys. Rev.*, **84**, 610 (1951).  
 Belfield M. et al. *Phys. Rev.*, **86**, 17 (1952).  
 Teney T., Tinlot J. *Phys. Rev.*, **92**, 974 (1953).  
 Mingussi A. et al. *Nuovo cimento*, **10**, 1100 (1958).  
 Лабирит-Фролова Ж. В. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 3 (1959).  
 Петров Н. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 957 (1959).  
 Козодаев М. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 409 (1960).  
 Салуквадзе Р. Г., Нягу Д. Д., «Ж. эксперим. и теор. физ.», **41**, 78 (1962).  
 Баландин М. М. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **46**, 515 (1964).
17. Копалейшвили Т. И. Докторская диссертация. М., 1967.
- 18а. Варфоломеев А. Г. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **42**, 713 (1962).
- 18б. Вайсенберг А. О. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **47**, 1262 (1964).
- 18в. Вайсенберг А. О. и др. «Ядерная физика», **11**, 48 (1970).
19. Батусов Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ Р1-4309, Дубна, 1969; Агабабян Н. М. и др. Препринт ОИЯИ Р15-5007, Дубна, 1970.
20. Ozali S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 533 (1960).
21. Fowler P. *Proc. Phys. Soc.*, **85**, 1051 (1965).
22. Davies H. et al. *Nucl. Phys.* **78**, 673 (1966).
23. Nordberg M. E. et al. *Phys. Rev.*, **165**, 1096 (1968).
24. Galligaries F. et al. *Nucl. Phys.*, **A126**, 209 (1969).
25. Cheshire D. L., Sobottka S. E. *Phys. Lett.*, **30B**, 244 (1969); *Nucl. Phys.*, **146**, 129 (1970).
26. Афанасьев Б. П., Остроумов В. И. «Ядерная физика», **1**, 647 (1965).
27. Чаграк G. et al. *Phys. Lett.*, **16**, 54 (1965).
28. Чаграк G. et al. In: *Proceedings International Nuclear Physical Conference Galatinburg, 1966*, New York — London, Academic Press, 1967, p. 465.
29. Favier J. et al. *Phys. Lett.*, **25B**, 409 (1967).
30. Zupancic C. In: *High-Energy Physics and Nuclear Structure*. Ed. by G. Alexander, N.Y., John Wiley and Sons, 1967, p. 188.



31. Кириллов - Угрюмов В. Г. и др. «Ядерная физика», 5, 852 (1967).
32. Вигман R. L., Nordberg M. E. Jr. Phys. Rev. Lett., 21, 229 (1968).
33. Shapiro I. S. et al. Nucl. Phys., 61, 353 (1965).
34. Космач В. Ф. и др. «Ядерная физика», 8, 32 (1968).
35. Гольдберг М., Ватсон К. Теория столкновений. Пер. с англ. М., «Мир», 1967.
36. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат. 1963, «Успехи физ. наук», 92, 549 (1967).
37. Chew G. F. et al. Phys. Rev., 84, 43 (1951).
38. Gottfrid K. Nucl. Phys., 5, 557 (1958).
39. Watson K. H., Bruckner K. A. Phys. Rev., 83, 16 (1951).
40. Watson K. M. Phys. Rev., 83, 1163 (1952).
41. Rosenfeld A. H. Phys. Rev., 96, 139 (1954).
42. Gell-Mann M., Watson K. M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 4, 19 (1954).
43. Crawford F. S., Jr., Stevenson M. L. Phys. Rev., 97, 1305 (1955).
44. Rose C. M. Jr. Phys. Rev., 154, 1305 (1967).
45. Stallwood R. A. et al. Phys. Rev., 109, 1716 (1958).
46. Дунайцев А. Ф., Прокошкин Ю. Д. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1656 (1959).
47. Geffen D. A. Phys. Rev., 99, 1534 (1955).
48. Cheon I. T. Progr. Theor. Phys. Extra Number, Suppl., 1968, p. 146.
49. Джелепов В. П. и др. «Докл. АН СССР», 104, 380 (1955).  
Stallwood R. A., et al. Bull. Amer. Phys. Soc. (2), 1, 71 (1956);  
Alston M. et al. Phys. Soc., 69, 691 (1956).  
Неганов В. С., Савченко О. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 1265 (1957).
50. Aitken A. et al. Phys. Rev., 93, 1349 (1954).
51. Durney B. Proc. Phys. Soc., 71, 654 (1958).
52. Woodruff A. E. Phys. Rev., 117, 1113 (1960).
53. Koltun D. S., Reitan A. Phys. Rev., 141, 1413 (1966).
54. Cheon I. T., Tohsaki A. Nucl. Phys., B6, 586 (1968).
55. Lazard C. et al. Nuovo cimento, 65B, 117 (1970).
56. Reitan A. Nucl. Phys., B11, 170 (1969).
57. Копалейшвили Т. И. и др. «Ядерная физика» (в печати).
58. Eckstein S. G. Phys. Rev., 129, 413 (1963).
59. Figureau A., Ericson M. Nucl. Phys., B10, 349 (1969).
60. Petschek A. G. Phys. Rev., 90, 959 (1953).
61. Huguenon P. Physik, 167, 416 (1962); Nucl. Phys., 41, 534 (1963).
62. Ericson T. Phys. Lett., 2, 278 (1962).
63. Spector R. M. Phys. Rev., 134, B101 (1964).
64. Jibuti R. I., Koraleishvili T. I. Nucl. Phys., 55, 337 (1964).
65. Копалейшвили Т. И. «Ядерная физика», 1, 961 (1965).
66. Кошуга Т. Progr. Theoret. Phys., 34, 234 (1965).
67. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З. «Ядерная физика», 2, 978 (1965).
68. Sakamoto Y., Cheon I. T. Progr. Theoret. Phys., 34, 814 (1965).
69. Sakamoto Y. Nucl. Phys., 87, 414 (1966).
70. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З. «Ядерная физика», 4, 37 (1966).
71. Koraleishvili T. I. et al. Phys. Lett., 29, 181 (1966).
72. Nguyen-Trung C., Sakamoto J. Nucl. Phys., B1, 139 (1967).
73. Koraleishvili T. I. Ibid., p. 335.
74. Eisenberg J. M., Le Tourneux J. Nucl. Phys., B3, 47 (1967).
75. Cheon I. T. Phys. Rev., 158, 900 (1967); 166, 1051 (1968).
76. Cheon I. T. Phys. Lett., 26B, 549 (1968).
77. Guy R. et al. Nucl. Phys., A112, 689 (1968).

78. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З. «Ядерная физика», **9**, 87 (1969).
79. Elsaesser W., Eisenberg J. H. Nucl. Phys., **A144**, 441 (1970).
80. Koltun D. S. Phys. Rev., **162**, 963 (1967).
81. Pellergrini F. Nuovo cimento, **54**, 335 (1968).
82. Sakamoto Y. Nuovo cimento, **53B**, 433 (1968).
83. Weber H. J. Annal. Phys., **57**, 322 (1970).
84. Koltun D. S., Reiten A. Phys. Rev., **155**, 1139 (1967).
85. Koltun D. S., Reiten A. Nucl. Phys., **B4**, 629 (1968).
86. Cheon I. T. Nucl. Phys., **A121**, 679 (1968).
87. Коралейшвили Т. И., Мачабели И. З. Nucl. (в печати).
88. Шкляревский Г. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **45**, 698 (1963).
89. Копалейшвили Т. И. «Ядерная физика», **4**, 538 (1966).
90. Копалейшвили Т. И. и др. «Ядерная физика», **7**, 292 (1968).
91. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **33**, 69 (1969).
92. Divakaran P. P. Phys. Rev., **139**, 387 (1965).
93. Sakamoto Y. Nuovo cimento, **37**, 774 (1965).
94. Голованова Н. Ф., Зеленская Н. С. «Ядерная физика», **8**, 274 (1968).
95. Колыбасов В. М., Ломоносова Т. А. «Ядерная физика», **11**, 578 (1970).
96. Ericson T. In: Proceedings International Nuclear Physical Conference. Gatlinburg, 1966, Ed. by R. Becker, New York — London, Academic Press, 1967, p. 437.
97. Moshinsky M. Nucl. Phys., **13**, 104 (1959).
98. Dabrowski I. Proc. Phys. Soc., **71**, 658 (1958).
99. Eden R. J., Emery V. I. Proc. Roy. Soc., **248**, 266 (1958).  
Eden R. J. et al. Proc. Roy. Soc., **235**, 177, 186 (1959).
100. Brown In: Proceedings International Conference on Nuclear Directure. Tokyo, 1967. Supplement to Phys. Soc. of Japan. Vol. 24, 1968; Summary Talk. Coments. on Nuclear and Particle Phys., **3**, 78 (1969).
101. Herdon R. C. et al. Nucl. Phys., **42**, 113, 247 (1963).
- 102a. Вашакидзе И. Ш., Чилашвили Г. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **26**, 254 (1954); Копалейшвили Т. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 1758 (1960).
- 102b. Tang Y. C., Wildermuth K. Phys. Rev., **123**, 548 (1961).
103. Wackman D. H., Austern N. Nucl. Phys., **30**, 529 (1962).
104. Dawson A., Walecka J. F. Ann. Phys., **82**, 133 (1963).
105. Jenkins D. A. et al. Phys. Rev. Lett., **17**, 1 (1966). Jenkins D. A., Kunselman R. Phys. Rev. Lett., **17**, 1148 (1966).
106. Балашов В. В. и др. Nucl. Phys., **59**, 417 (1964).
107. Боярких А. Н. «Изв. АН СССР», **38**, 337 (1964).
108. Варфоломеев А. Г. «Тр. Физ. ин-та АН СССР», **22**, 101 (1964).
109. Meyerhov W. E. В кн. «Труды Пробл. Симпозиум по физ. ядра», Т. 1, Тбилиси, 1967, стр. 87.
110. Гогсадзе Г. Ш., Копалейшвили Т. И. «Ядерная физика», **8**, 875 (1968).
- 111a. Мамасахлисов В. И. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **88**, 1550 (1964).
- 111b. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., «Наука», 1969.
112. Block M. M. et al. Phys. Rev. Lett., **11**, 301 (1963).
113. Займидорога О. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **51**, 1646 (1966).
114. Зеленская Н. С. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **29**, 168 (1965); Голованова Н. Ф., Зеленская Н. С. Nucl. Phys., **A119**, 1 (1968).
115. Колыбасов В. М. «Ядерная физика», **3**, 729, 965 (1966).
116. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З. «Ядерная физика» (в печати).