

УДК 539.171.11

## НУКЛОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*Н. Хошизаки*

Университет в Киото,  
Япония

Описываются методы и результаты фазового анализа нуклон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях (от  $400\text{ Мэв}$  до  $3\text{ Гэв}$ ). Приводятся физические результаты, касающиеся отталкивающих сердцевин в синглетном и триплетном четных состояниях нуклон-нуклонной системы, нестатических эффектов высшего порядка по  $L$  в триплетном нечетном состоянии, и периферического характера процессов поглощения.

Methods and results of phase shift analysis of high-energy nucleon-nucleon scattering (from  $400\text{ MeV}$  to  $3\text{ GeV}$ ) are described. Physical results concerning repulsive cores in singlet and triplet even-parity states of nucleon nucleon system, non-static effects of higher order in  $L$  in the triplet odd-parity state, and the peripheral character of absorption processes are summarized.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нуклон-нуклонное рассеяние при высоких энергиях ( $E \gtrsim 400\text{ Мэв}$ ) является важным источником детальной информации о ядерных силах на самых близких расстояниях (в так называемой области III). В настоящем обзоре изложены последние достижения в феноменологическом исследовании (фазовом анализе) этого рассеяния. Довольно подробно обсуждаются методы анализа. Приведены физические результаты, полученные до настоящего времени. Рассматривается в основном область энергий от  $400\text{ Мэв}$  до нескольких гигаэлектронвольт. Рассеяние при энергиях выше последних обсуждается кратко, только в связи с результатами фазового анализа при более низких энергиях.

До последнего времени все фазовые анализы проводились только в области энергий ниже  $400\text{ Мэв}$ . Проведению анализов при больших энергиях препятствовали следующие трудности: следовало учесть дифракционные эффекты, обусловленные рождением

пионов; ожидалось, что в рассеяние дает вклад большое число парциальных волн; экспериментальные данные все еще далеки от полноты, так что их нельзя проанализировать без надежной теории и т. д. Ввиду этих трудностей возможный метод анализа состоит в следующем [1, 2]:

1) оценить мнимые части фазовых сдвигов из данных по образованию пионов с помощью резонансной модели пионообразования [3];

2) определить действительные части фазовых сдвигов на основе экстраполяции хорошо известных фазовых решений при энергиях ниже  $400 \text{ Мэв}$ .

Этот метод сначала был успешно применен в анализе данных по  $p$ - $p$ -рассеянию при  $660 \text{ Мэв}$  [2, 4], а затем и при  $1 \text{ Гэв}$  [5]. Анализ данных при  $660 \text{ Мэв}$  с использованием ограничения 1) был также независимо выполнен в Дубне [6]. В настоящее время благодаря последним анализам, выполненным в Дубне, Киото и Ливермор-е, фазовые сдвиги  $p$ - $p$ -рассеяния при указанных выше ограничениях качественно определены вплоть до энергии  $700 \text{ Мэв}$ .

Чтобы распространить анализ в область энергий выше  $1 \text{ Гэв}$ , ограничение 1) следует модифицировать, так как в этой области модель Манделъштама более несправедлива. В раннем подходе [7]:

1') на основании результатов фазового анализа при энергиях ниже  $1 \text{ Гэв}$  было сделано предположение о виде зависимости мнимых частей фазовых сдвигов от  $L$ . Кроме того, чтобы уменьшить возрастающее число свободных параметров, необходимо было добавить следующее вытекающее из теории требование;

3) ядерные силы на промежуточных и больших расстояниях описываются механизмом однобозонного обмена [8]. Анализы данных при  $1, 2$  и  $3 \text{ Гэв}$  в известной мере подтвердили справедливость такой схемы [7, 9].

Недавно мнимые части фазовых сдвигов были вычислены на основе однопионной обменной модели для пионообразования с использованием унитарности [10]. Эта модель применима в области энергий около  $1 \text{ Гэв}$ , и, следовательно, может использоваться в дополнение к модели Манделъштама. Критическое рассмотрение показывает, что ограничение 1) следует заменить следующим [11]:

1'') мнимые части фазовых сдвигов, отвечающих значениям  $L$ , большим некоторого критического значения, правильно даются однопионной обменной моделью [10].

В настоящее время наиболее надежный метод анализа данных вблизи  $1 \text{ Гэв}$  состоит в использовании ограничений 1''), 2) и 3), и эта схема была успешно реализована в анализе данных по  $p$ - $p$ -рассеянию при  $970 \text{ Мэв}$  [11]. Однопионная обменная модель независимо использовалась также в анализе данных по  $p$ - $p$ -рассеянию при  $660 \text{ Мэв}$  [12].

Фазовые сдвиги нуклон-нуклонного рассеяния в области выше  $3 \text{ Гэв}$  еще неизвестны. Проанализировано только их возможное асимптотическое поведение в предположении, что в асимптотической области энергий взаимодействие не зависит от спина [13, 13а].

Идея, лежащая в основе ограничений 1') и 3), вытекает из общего принципа [14], который, по-видимому, оправдывается по мере продвижения от внешней части нуклона к внутренней, объединяя наше доверие к теоретическому описанию внешней части нуклона с феноменологическим описанием внутренней его части. Этот принцип предписывает рассматривать рассеяния и поглощения вблизи края нуклона в рамках пионной теории.

В настоящее время полагают, что ядерные силы на больших расстояниях ( $x \gtrsim 1,5\hbar/\mu_{\pi}c$ ,  $x$  — расстояние между частицами) определяются одноопионным обменом [15], а в промежуточной области ( $0,5\hbar/\mu_{\pi}c \lesssim x \lesssim 1,5\hbar/\mu_{\pi}c$ ) — главным образом обменом несколькими тяжелыми мезонами различных типов и масс (однобозонная обменная модель) [8]. Падающие частицы с большим параметром соударения и, следовательно, с большим угловым моментом находятся под воздействием только дальнедействующей части сил. Фазовые сдвиги состояний со значениями  $L$ , большими критического значения, можно определить из однобозонной обменной модели [7], включающей одноопионный обмен [16].

Такое понимание внешней части области действия сил позволяет приступить к исследованию внутренней области (области III). Эта область до сих пор рассматривалась чисто феноменологически, и обычно предполагалось существование твердой отгалкивающей сердцевинки [17], что было подтверждено экспериментально в синглетном четном состоянии [18], и возможно также в триплетных нечетных состояниях. В потенциальной модели, которая может воспроизвести экспериментальные фазовые сдвиги в области энергий ниже  $400 \text{ Мэв}$ , предполагается, что твердая сердцевина имеется во всех состояниях; ее радиус  $r_c \approx 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  [19].

Однако нет физических оснований полагать, что жесткая сердцевина, полученная таким образом, действительно представляет собой абсолютно твердый барьер. Следует учитывать некоторую мягкость. Сердцевина является твердой, если потенциальный барьер достаточно высок и его форма имеет острый профиль, и мягкой, если силы довольно слабы и имеют длинный «хвост». В таком случае, насколько мягкой является существующая в действительности сердцевина? Имеющиеся данные при энергиях ниже  $400 \text{ Мэв}$  позволяют, однако, определить только один параметр сердцевинки (а именно, ее радиус). Для ответа на этот вопрос следует выяснить поведение фазовых сдвигов более низких парциальных волн в области более высоких энергий. Это явилось одним из побуждений для проведения фазовых анализов при высоких энергиях [1, 2].

## 2. ОБЗОР ФАЗОВЫХ СДВИГОВ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ 400 МЭВ

**Фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния ниже 400 Мэв.** Во всей энергетической области ниже 400 Мэв в настоящее время известно однозначное фазовое решение. Оно было определено следующим образом. Первые полные измерения  $p - p$ -рассеяния при 310 Мэв привели к пяти наборам фазовых сдвигов [18], число которых затем уменьшилось до двух в результате модифицированного анализа [16] (решения 1 и 2). В модифицированном анализе, в соответствии с общим принципом [14], вклады в амплитуду рассеяния состояний с более высокими угловыми моментами вычислялись из одноионного обмена. Модифицированный анализ при 210 Мэв также привел к двум соответствующим решениям, и, наконец, недавние полные и точные измерения при 145 и 50 Мэв позволили получить только одно решение типа решения 1 [20]. Следовательно, если допустить, что ядерные силы на больших расстояниях определяются одноионным обменом и что фазовые сдвиги плавно меняются в зависимости от энергии, то можно заключить, что фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния ниже 400 Мэв однозначно представляются решением 1 типа. Эти фазовые сдвиги приведены в работе [21]. Основные свойства решения 1 могут быть поняты на основе потенциальной картины, как это обсуждается ниже.

**Фазовые сдвиги  $n - p$ -рассеяния ниже 400 Мэв.** Успех в определении фазовых сдвигов  $p - p$ -рассеяния облегчил получение однозначной матрицы  $n - p$ -рассеяния. Если допустить справедливость зарядовой независимости ядерных сил, то изотриплетная часть матрицы  $n - p$ -рассеяния дается матрицей  $p - p$ -рассеяния. Как упоминалось выше, в настоящее время эта часть известна и из данных по  $n - p$ -рассеянию нужно получить только информацию об остающейся изосинглетной части. Далее, чтобы полностью определить изосинглетную часть, во всем угловом интервале ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ) необходимы только три независимых измерения. В настоящее время данные по тройному  $n - p$ -рассеянию накоплены при 95, 140, 210 Мэв и т. д. Если результаты этих измерений объединить с имеющимися данными по дифференциальным сечениям рассеяния и поляризации при каждой энергии, то они практически образуют полный набор. Анализ с учетом зарядовой независимости проводился с 1961 г. Если для изотриплетных частей матриц рассеяния при разных энергиях принять решения 1, то для изосинглетных частей получаются также решения одного и только одного типа [22]. Эти фазовые сдвиги приведены в работе [21].

**Зависящий от энергии анализ.** В обсуждавшихся до сих пор анализах использовались данные при одной конкретной энергии. Экспериментальные данные при разных энергиях могут анали-

зироваться одновременно, если некоторым надлежащим образом выбрать функциональную зависимость матрицы рассеяния от энергии. Типичный пример такого анализа — анализ на основе потенциальной модели; его результаты будут приведены ниже. В других анализах такого типа фазовые сдвиги записываются в виде зависящих от энергии функций, содержащих варьируемые параметры. В ранних работах [23, 24] выбранные функциональные зависимости были чисто математическими или физически неудовлетворительными, хотя эти анализы внесли свой вклад в установление решения 1. Эти неудовлетворительные функциональные зависимости были улучшены в недавних анализах в Ливерморе на основе требований парциально-волновых дисперсионных соотношений [25]. Результаты этих анализов приводятся в работе [21] \*.

**Потенциальная модель.** Основные особенности фазовых сдвигов  $p - p$ - и  $n - p$ -рассеяний ниже 400 Мэв можно понять на основе следующей полуфеноменологической потенциальной модели:

$$V = V(\text{ОРЕР}) + V_{II} + V(\text{сердцевина}), \quad (1)$$

где  $V(\text{ОРЕР})$  обозначает одноопионные обменные потенциалы,  $V_{II}$  — феноменологические потенциалы, которые становятся важными в промежуточной области ( $1,5\hbar/\mu_{\pi c} \gtrsim x \gtrsim 0,4\hbar/\mu_{\pi c}$ ), и  $V(\text{сердцевина})$  — твердая сердцевина с радиусом  $r_c \approx 0,35\hbar/\mu_{\pi c}$  (подробнее см. в работе [26]).

Во внешней области ( $x \gtrsim 1,5\hbar/\mu_{\pi c}$ ) преобладает вклад от  $V(\text{ОРЕР})$ ; промежуточная область представляется суммой  $V(\text{ОРЕР}) + V_{II}$ , причем  $V(\text{ОРЕР})$  в этой области дает главным образом слабую притягивающую центральную часть в  $^1E$ -состоянии \*\*, сравнительно сильную отталкивающую тензорную часть в  $^3O$ -состоянии, сильно притягивающие центральную и тензорную части в  $^3E$ -состоянии и сильно отталкивающую центральную часть в  $^1O$ -состоянии. Потенциалы  $V_{II}$  характеризуются сильно притягивающей  $LS$ -частью в  $^3O$ -состоянии; более конкретно,  $V_{II}$  содержит:

сильно притягивающую центральную часть, } для  $^1E$ -состояния, (2а)  
слабую квадратическую  $LS$  часть, }

слабые центральную и тензорную части, } для  $^3O$ -состояния, (2б)  
сильно притягивающую  $LS$ -часть, }

слабые центральную и тензорную части, } для  $^3E$ -состояния, (2в)  
слабую  $LS$  и (или) квадратичную  $LS$  части, }

слабую центральную часть } для  $^1O$ -состояния. (2г)

\* Результаты недавнего анализа данных по  $p - p$ - и  $n - p$ -рассеяниям в области энергий от 1 до 450 Мэв описаны в работе [90]. — Прим. ред.

\*\*  $^1E$  обозначает синглетное четное состояние. Синглетное нечетноз, триплетные четное и нечетное состояния обозначены  $^1O$ ,  $^3E$  и  $^3O$  соответственно.

Нестатические части ( $LS$  и квадратическая  $LS$ ) в  ${}^3E$ -состоянии еще не определены однозначно из-за довольно больших погрешностей в экспериментальных фазовых сдвигах  ${}^3D$ -состояний.

**Однобозонная обменная модель.** Потенциалы  $V_{II}$ , описанные выше, неоднократно исследовались во многих работах. В настоящее время считается, что эти потенциалы обусловлены главным образом процессами однобозонного обмена и некоррелированного двухпионного обмена [8]. Минимальный набор необходимых тяжелых мезонов составляют: 1) векторный бозон с изоспином 1 (взаимодействующий с нуклоном в основном посредством тензорной связи); 2) векторный бозон с изоспином 0 (взаимодействующий, главным образом, посредством векторной связи) и 3) скалярный бозон с изоспином 0 [27]. Первые два, очевидно, идентифицируются как  $\rho$ - и  $\omega$ -мезоны, соответственно. Третий может быть гипотетическим  $\sigma$ -мезоном, необходимость которого зависит от того, является ли потенциал некоррелированного  $2\pi$ -обмена в своих центральных частях довольно слабым или нет [27].

Полезной и одной из самых простых моделей среди многих подобных моделей однобозонного обмена является ОВЕС-модель, в которой для вычисления фазовых сдвигов рассматриваются только диаграммы однобозонного обмена низшего порядка [28]. Расчет является простым и релятивистски инвариантным, и поэтому модель, по-видимому, можно использовать и в области высоких энергий. В фазовых анализах при энергиях выше  $1 \text{ Гэв}$  применялся следующий набор параметров, полученный при анализе экспериментальных данных при энергиях ниже  $400 \text{ Мэв}$  [29]:

$$g_v^2 = 11,0; \quad g_v f_v = 0,7; \quad f_v^2 = 0,04 \quad (3a)$$

для констант связи  $\omega$ -мезона с нуклоном,

$$g_v^2 = 1,6; \quad g_v f_v = -3,2; \quad f_v^2 = 6,5 \quad (3б)$$

для констант связи  $\rho$ -мезона с нуклоном,

$$g_s^2 = 13,1 \quad (3в)$$

для константы связи скалярного мезона с нуклоном, где  $g_v$  и  $f_v$  — константы связи векторного и тензорного типов соответственно. Масса скалярного мезона принималась равной  $500 \text{ Мэв}$ .

### 3. ФОРМУЛИРОВКА МЕТОДА АНАЛИЗА ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЫШЕ $400 \text{ МЭВ}$

Метод анализа в области энергий от  $400 \text{ Мэв}$  до  $1 \text{ Гэв}$ . Полное восстановление амплитуды  $p$  —  $p$ -рассеяния без каких-либо априорных предположений требует, в принципе, одиннадцати экспериментов. Современное состояние экспериментальных исследований, однако, не удовлетворяет этому требованию. Следовательно,

любой осмысленный анализ должен в настоящее время использовать некоторые физически разумные предположения. Наш метод анализа, как указывалось в параграфе 1, состоит в следующем:

1) мнимые части фазовых сдвигов оцениваются из данных по образованию пионов. В рассматриваемой области энергий это достигается использованием резонансной (3,3)-модели для пионобразования;

2) так как однозначное фазовое решение ниже 400 *Мэв* известно, мы начали с анализа в соседней энергетической области (т. е. 500—700 *Мэв*). Экстраполяцией решения, полученного ниже 400 *Мэв*, ограничивается область, в которой следует искать действительные части фазовых сдвигов. Если при этом получается разумное решение, переходим к анализу в соседней области более высоких энергий (т. е. 800—1000 *Мэв*), снова используя процедуру экстраполяции;

3) предполагается, что для более высоких парциальных волн, которые должны рассеиваться во внешней области действия сил, фазовые сдвиги представляются вкладом одноопионного обмена [16]. Остальные фазовые сдвиги могут варьироваться в пространстве фазовых сдвигов, как излагалось в пункте 2), и определяются из экспериментальных данных методом наименьших квадратов. Для фазовых сдвигов состояний с промежуточными значениями углового момента качественно используются значения, предсказываемые однобозонной обменной моделью [29].

**Параметризация матрицы рассеяния.** Более конкретно, *S*-матрица для упругого рассеяния параметризуется в виде

$$S_{LJ} = r_{LJ} \exp(2i\delta_{LJ}) \quad (4)$$

для синглетного и триплетного несвязанного состояний, где  $\delta$  — действительные части фазовых сдвигов;  $r$  — параметры поглощения. Значение  $r_{LJ}$  — действительное положительное число, меньшее единицы, величина  $1 - r_{LJ}^2$  дает долю падающей волны с данными значениями  $L, J$ , переходящую в неупругие каналы. Для триплетных связанных состояний с  $L = J \pm 1$  *S*-матрица является недиагональной  $2 \times 2$ -матрицей. Способ ее параметризации неоднозначен и имеет следующий вид\* [11]:

$$S = \begin{bmatrix} S_{J-1, J} R^J \\ R^J S_{J+1, J} \end{bmatrix} \quad (5)$$

где

$$S_{J\mp 1, J} = [1 - (r_{\pm}/r_{\mp}) \rho_{\pm}^2]^{1/2} r_{\mp} \exp(2i\delta_{\mp});$$

$$R^J = i\rho_J (r_- r_+)^{1/2} \exp[i(\delta_- + \delta_+ + \varphi_J)].$$

\* См. Приложение 1.

Здесь  $r_{\mp} = r_{J\mp 1, J}$  и  $\delta_{\mp} = \delta_{J\mp 1, J}$ . Величины  $\rho_J$  выражают степень смешивания между состояниями с  $L = J - 1$  и  $J + 1$ . Когда энергия становится меньше пороговой энергии для неупругих процессов, все неупругие параметры исчезают ( $r_{LJ} \rightarrow 1$ ,  $\varphi_J \rightarrow 0$ ), и матрица (5), с  $\rho_J = \sin 2\epsilon_J$ , принимает вид, соответствующий параметризации Стэппа [18]. Одно из преимуществ параметризации (5) состоит в том, что величина  $1 - r_{LJ}^2$  имеет одинаковый физический смысл в синглетном и триплетном несвязанном состояниях. Поэтому полное сечение реакции для  $p - p$ -соударений дается выражениями

$$\sigma_r = \sigma_r(S) + \sigma_r(T); \quad (6)$$

$$\sigma_r(S) = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 \sum_{\substack{J \\ \text{(четные)}}} (2J + 1) \{1 - ({}^1r_J)^2\}; \quad (7)$$

$$\sigma_r(T) = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 \sum_{\substack{J \\ \text{(нечетные)}}} \sum_{L=|J-1|}^{J+1} (2J + 1) \{1 - ({}^3r_{LJ})^2\}, \quad (8)$$

где используется сохранение вероятности. Связь настоящей параметризации с другими дана в Приложении 1.

**Параметры поглощения.** Ограничение 1) формулируется следующим образом. В резонансной (3,3)-модели предполагается, что вылетающий пион находится в резонансном состоянии с одним из нуклонов, причем  $I_{\pi N} = 3/2$ ,  $J_{\pi N} = 3/2$ , где  $I_{\pi N}$  и  $J_{\pi N}$  — изоспин и угловой момент в пион-нуклонной подсистеме. Если остающийся нуклон находится в  $S$ -состоянии по отношению к центру инерции всей системы, то пионообразование происходит посредством перехода

$${}^1D_2 \rightarrow S(3,3) \quad (9)$$

вследствие сохранения четности и полного углового момента. Здесь обозначение (3,3) относится к упомянутому выше (3/2, 3/2)-состоянию, образованному пионом и одним из нуклонов, а буква  $S$  обозначает состояние по угловому моменту второго нуклона по отношению к центру инерции всей системы. Переход (9) называется рождением в  $S$ -состоянии\*. Аналогично, если второй вылетающий нуклон находится в  $P$ -состоянии по отношению к центру масс всей системы, то происходят следующие переходы (рожде-

---

\* Переходы, в которых второй нуклон, не входящий в пион-нуклонную подсистему, находится в  $S$ -,  $P$ - и  $D$ -состояниях по отношению к центру инерции всей системы, называют также рождением пионов соответственно с  $S$ -,  $P$ - и  $D$ -разлетом конечной системы.— *Прим. ред.*



ние в  $P$ -состоянии) \*:

$$\begin{array}{c} {}^3P_{0,1,2} \\ \searrow \\ P(3,3), \\ \nearrow \\ {}^3F_{2,3} \end{array} \quad (10)$$

где буква  $P$  в конечном состоянии относится к состоянию по угловому моменту второго нуклона по отношению к центру инерции всей системы. В дополнение к (9) и (10) по мере увеличения начальной энергии следует также учитывать рождение в  $D$ -состоянии \*\*::

$$\begin{array}{c} {}^1S_0 \\ \searrow \\ D(3,3), \\ \nearrow \\ {}^1G_4 \end{array} \quad (11)$$

Из (9) — (11) видно, что  ${}^1r_J = 1$  для  $J > 4$ , и  ${}^3r_{LJ} = 1$  для  $J \geq 4$ .

Переходя от представления конечной трехчастичной системы, данного выше, к виду, где два нуклона образуют одну подсистему, найдем, что конечные состояния в переходах (9) — (11) преобразуются следующим образом:

$$S(3,3) \approx d\pi^+ \quad \text{или} \quad (np)_S\pi^+; \quad (12)$$

$$P(3,3) \approx (np)_P\pi^+; \quad \text{или} \quad pp\pi^0; \quad (13)$$

$$D(3,3) \approx (np)_D\pi^+. \quad (14)$$

Индексы обозначают состояния по угловому моменту вылетающих нуклонов в новой подсистеме. Заметим, что в (13) вылетающие протоны в  $pp\pi^0$ -системе всегда находятся в  $P$ -состоянии вследствие принципа Паули.

Комбинируя эти результаты с (7), получаем

$$\frac{1}{2} \pi \lambda^2 \sum_{\substack{J=0 \\ \text{(четные)}}}^4 (2J+1) \{1 - ({}^1r_J)^2\} = \sigma(d\pi^+) + {}^1a\sigma(np\pi^+) \quad (15)$$

для синглетных состояний, где

$${}^1a = \{\sigma((np)_S\pi^+) + \sigma((np)_D\pi^+)\} / \sigma(np\pi^+);$$

$\sigma((np)_S\pi^+)$  и  $\sigma((np)_D\pi^+)$  — сечения реакций  $pp \rightarrow (np)_S\pi^+$  и  $pp \rightarrow (np)_D\pi^+$  соответственно.

Рождением в  $D$ -состоянии (11) можно пренебрегать вплоть до энергии 660 Мэв [3]. В этом случае  ${}^1r_0 = {}^1r_4 = 1$ , и  ${}^1r_2$  опре-

\* В модели Манделъштама [3] поглощением в начальных  ${}^3F$ -состояниях пренебрегалось. Необходимость его включения обсуждается в конце этого параграфа.

\*\* Рождение в  $D$ -состоянии не учитывается в модели Манделъштама [3].

деляется из (15) при подстановке в правую сторону уравнения экспериментального значения сечения [30]. При энергиях выше 660 Мэв необходимо учитывать и рождение в  $D$ -состоянии. В этом случае два из параметров  ${}^1r_J$  должны быть определены, вместе с действительными частями фазовых сдвигов, из анализа данных по упругому рассеянию, а остающийся параметр — из (15).

Параметры  ${}^3r_{LJ}$  для триплетных состояний нельзя определить только из соотношения (8). В первом анализе при 660 Мэв [2] вводились параметры поглощения, специфированные по  $L$  и усредненные по  $J$ . Обозначим их  $r({}^3P_{0,1,2})$  и  $r({}^3F_{2,3})$  для  $L = 1$  и 3 соответственно:

$$\begin{aligned} (r({}^3P_{0,1,2}))^2 &= \frac{1}{9} \sum_{J=0}^2 (2J+1) ({}^3r_{1J})^2, & (r({}^3F_{2,3}))^2 &= \\ &= \frac{1}{12} \sum_{J=2}^3 (2J+1) ({}^3r_{3J})^2. \end{aligned}$$

Отметим, что  $r({}^3F_4) = 1$ , и при усреднении он был опущен. Тогда из (8) и (10) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \pi \lambda^2 [9 \{1 - (r({}^3P_{0,1,2}))^2\} + 12 \{1 - (r({}^3F_{2,3}))^2\}] = \\ = \sigma(pp\pi^0) + {}^3a\sigma(np\pi^+), \end{aligned} \quad (16)$$

где  ${}^3a = \sigma((np)_p\pi^+)/\sigma(np\pi^+)$ , и  ${}^1a + {}^3a = 1$ . Один из параметров  $r({}^3P_{0,1,2})$  и  $r({}^3F_{2,3})$  можно определить из анализа данных по упругому рассеянию, другой — из выражения (16). Введение таких усредненных параметров не оказывает существенного влияния на действительные части фазовых сдвигов [31].

В работе [32] использовались параметры поглощения, усредненные по  $L$ . Результаты анализа с использованием такого усреднения согласуются с результатами, полученными с применением  $r({}^3P_{0,1,2})$  и  $r({}^3F_{2,3})$ .

**Действительные части фазовых сдвигов.** В обычном фазовом анализе рассеяние описывается посредством ограниченного числа фазовых сдвигов, которые определяются в процессе анализа, остальные фазовые сдвиги полагаются равными нулю. Эта процедура обычно улучшается при явном включении эффектов одноопионного обмена во все состояния с более высокими значениями углового момента [16]. Физическая идея, лежащая в основе такого подхода, была описана в параграфах 1 и 2: ядерные силы на больших расстояниях в основном обусловлены процессом одноопионного обмена [14, 15]. Амплитуда рассеяния записывается в виде

$$M = M(\delta, r) + M_{\text{ОРЕС}}(L > L_1). \quad (17)$$

где  $M(\delta, r)$  — вклад ограниченного числа действительных частей фазовых сдвигов  $\delta$  и параметров поглощения  $r$  для  $L \leq L_I$ ;  $M_{\text{ОРЕС}}(L > L_I)$  — вклад однопионного обмена в состояниях с  $L > L_I$ . Значение  $L_I$  соответствует границе между внешней и промежуточной областями сил и приближенно оценивается из соотношения  $L_I + 1/2 \approx 1,5\hbar k/\mu_{\pi}c$ .

В нашей схеме анализа действительным частям фазовых сдвигов  $\delta$  разрешено варьироваться в областях вблизи их значений, полученных из экстраполяции решения 1 при более низких энергиях. Это ограничение может помочь избежать ложных решений, возникающих из-за скудности экспериментальных данных. Затем метод анализа был развит дальше [5]. Новая схема содержит явное включение вкладов от процессов однобозонного обмена в состояниях с промежуточными значениями углового момента. Амплитуда рассеяния вместо (17) записывается в виде

$$M = M(\delta, r) + M_{\text{ОВЕС}}(L_{II} < L \leq L_I) + M_{\text{ОРЕС}}(L > L_I), \quad (18)$$

где  $M(\delta, r)$  — вклад от  $\delta$  и  $r$  для  $L \leq L_{II}$ ,  $M_{\text{ОВЕС}}(L_{II} < L \leq L_I)$  — вклад однобозонного обмена в состояниях с  $L_{II} < L \leq L_I$  и  $M_{\text{ОРЕС}}(L > L_I)$  то же, что и для (17). Значение  $L_{II}$  соответствует границе между областью сердцевины и промежуточной областью сил и оценивается из соотношения  $L_{II} + 1/2 \approx 0,5\hbar k/\mu_{\pi}c$ .

Эта схема значительно сокращает число параметров и, следовательно, весьма полезна при более высоких энергиях, скажем, выше  $1 \text{ Гэв}$ , где в рассеянии эффективно участвует большое число парциальных волн. Подробнее этот вопрос обсуждается в параграфе 5.

**Справедливость резонансной модели пионообразования.** Мандельштам показал, что резонансная (3,3)-модель количественно объясняет большинство экспериментов по образованию пионов в  $p-p$ -соударениях в области от 400 до 660  $\text{Мэв}$  [3]. Из этой модели следует, что не должно быть заметного рождения пионов нуклонами в состояниях с полным изотопическим спином  $T = 0$ . Измерения сечения образования пионов в этих состояниях могут служить хорошим тестом для проверки справедливости модели. Это сечение,  $\sigma_0$ , в соответствии с принципом зарядовой независимости дается соотношением

$$\sigma_0 = 3 \{2\sigma(np \rightarrow \pi^-) - \sigma(pp \rightarrow \pi^0)\}, \quad (19)$$

где множитель 3 появляется из-за разнообразия в зарядовых состояниях испущенного в  $n-p$ -столкновениях пиона. Экспериментальные результаты, представленные в виде отношения

$\sigma_0/\sigma_1$ , где  $\sigma_1$  — сечение пинообразования в  $p-p$ -столкновениях ( $T = 1$ ), имеют вид:  $\sigma_0/\sigma_1 = 0,41 \pm 0,25$  при  $590 \text{ Мэв}$  [33];  $\sigma_0/\sigma_1 \approx 0,2$  при  $970 \text{ Мэв}$  [34].

Это показывает, что в состояниях с  $T = 1$  поглощение преобладает.

Резонансную модель можно проверить более прямым образом, если определить отношение вероятностей переходов в состояния с изоспином  $I_{\pi N} = 1/2$  и  $I_{\pi N} = 3/2$ . Эти вероятности были измерены при  $650 \text{ Мэв}$  [35]. Сечения для процессов

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+; \quad (20)$$

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \quad (21)$$

выражаются через две изоспиновые амплитуды  $A_1$  и  $A_3$  в представлении, в котором подсистему в конечном состоянии образуют пион и один из нуклонов, индексы здесь означают  $2I_{\pi N}$ , или, эквивалентно, через амплитуды  $B_0$  и  $B_1$  в представлении, в котором подсистему составляют вылетающие нуклоны, а индексы здесь — изоспин нуклонов. Чтобы экспериментально определить амплитуды  $A_1$  и  $A_3$  и разность фаз между ними, необходимо измерить три независимые величины. Две из них — это сечения для процессов (20) и (21). Третья величина — пространственная асимметрия относительно обмена нейтроном и протоном в процессе (20) [36], которая является следствием интерференции между состояниями с  $T = 1$  и  $T = 0$  вылетающих нуклонов.

Таким образом можно получить  $|B_0|^2$ ,  $|B_1|^2$  и интерференционный член между  $B_0$  и  $B_1$ , и, эквивалентно,  $|A_1|^2$ ,  $|A_3|^2$  и их разность фаз. Вероятность перехода в состояния с  $I_{\pi N} = 3/2$ , полученная таким образом, составляет  $72 \pm 3\%$  при  $650 \text{ Мэв}$  [35], свидетельствуя о приближенной справедливости резонансной модели.

Резонансная модель пинообразования, использованная в нашей схеме анализа, является некоторым обобщением первоначальной модели Мандельштама. Были учтены поглощение в  ${}^3F_{2,3}$ -состояниях [уравнение (10)] и рождение в  $D$ -состоянии [уравнение (11)]. Это развитие необходимо по следующим причинам: 1) анализ данных по упругому  $p-p$ -рассеянию при  $660 \text{ Мэв}$  показал, что нельзя пренебрегать поглощением в  ${}^3F_{2,3}$ -состояниях [2, 31]. Согласно повторному анализу данных по неупругому  $p-p$ -взаимодействию при  $660 \text{ Мэв}$  [37] учет переходов из  ${}^3F_{2,3}$ -состояний существенно улучшает и согласие с неупругими данными; 2) угловое распределение нейтронов от реакции  $pp \rightarrow n\pi^+$  при  $970 \text{ Мэв}$  аппроксимируется полиномом  $1 - 1,63 \cos^2 \theta + 7,66 \cos^4 \theta$  [38], последний член которого явно указывает на важность рождения в  $D$ -состоянии при этой энергии.

#### 4. ФАЗОВЫЕ СДВИГИ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 400 МЭВ ДО 1 ГЭВ

Фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния при 660 Мэв. Обширная программа экспериментов по  $p - p$ -рассеянию вблизи 660 Мэв реализована в Дубне [39—45] \*. Методом, описанным в параграфе 3, сначала были проанализированы данные по дифференциальному сечению, поляризации и деполяризации [2]. Набор фазовых сдвигов, полученный таким образом, находился в удовлетворительном согласии со значениями параметров тройного рассеяния  $C_{hp}$ ,  $C_{np}$  и  $R$ , которые были измерены позже [4, 44], и в качественном согласии со значениями параметра  $A$  [45].

В анализе, описанном в работе [2], фазовые сдвиги для более высоких волн ( $L > 5$ ) были меньше  $4^\circ$  и полагались равными нулю. Очевидно, что анализ можно улучшить, если использовать для этих состояний значения, полученные из модели однопионного обмена. Кроме того, улучшений можно достигнуть более строгим, чем это было в первом анализе, рассмотрением параметров поглощения. Улучшенные анализы всех перечисленных данных были выполнены в Дубне [31, 46—50а], Киото [32] и Ливерморе [51]\*\*. Имеются некоторые различия в рассмотрении параметров поглощения. Л. С. Ажгирей и др. [31] применили тот же способ, что и в работе [2]: использовались параметры поглощения для фиксированного  $L$ , усредненные по  $J$ ; в дальнейшем они варьировались без усреднения по  $J$  [47—49]. В анализе Хама и Хошизаки [32] использовались параметры поглощения, относящиеся к данному  $J$  и усредненные по  $L$ . Мак Грегор и др. [51] в качестве начальных значений параметров поглощения выбрали значения, вычисленные в рамках однопионной обменной модели пинообразования Амальди и др. [40].

Несмотря на эти различия, действительные части фазовых сдвигов, полученные разными группами, особенно для низких парциальных волн, находятся в удивительно удовлетворительном согласии друг с другом. Ложные решения, найденные ранее в чисто кинематическом анализе [46], исчезли после измерения параметра  $A$  [47]. «Новое» решение, о котором недавно сообщалось [50], не выглядит существенно новым, но принадлежит к тому же типу решений, что и упомянутые выше. Это ясно из сравнения разброса значений для решений, полученных разными группами. Таким

\* В последнее время Р. Я. Зулькарнев и др. выполнили новые измерения угловых зависимостей асимметрии [91] и деполяризации [92] в упругом  $p - p$ -рассеянии при энергии 635 Мэв. Ю. М. Казаринов и др. измерили параметры  $A$  [93] и  $D$  [94] в упругом  $p - p$ -рассеянии вблизи 630 Мэв.— *Прим. ред.*

\*\* Результаты недавних фазовых анализов  $p - p$ -рассеяния при энергии 635 Мэв, проведенных в Дубне, описаны в работах [91, 95, 96].— *Прим. ред.*

образом, действительные части фазовых сдвигов низких парциальных волн для  $p-p$  — рассеяния при  $660 \text{ Мэв}$  в настоящее время установлены однозначно, по крайней мере, качественно \*. Они

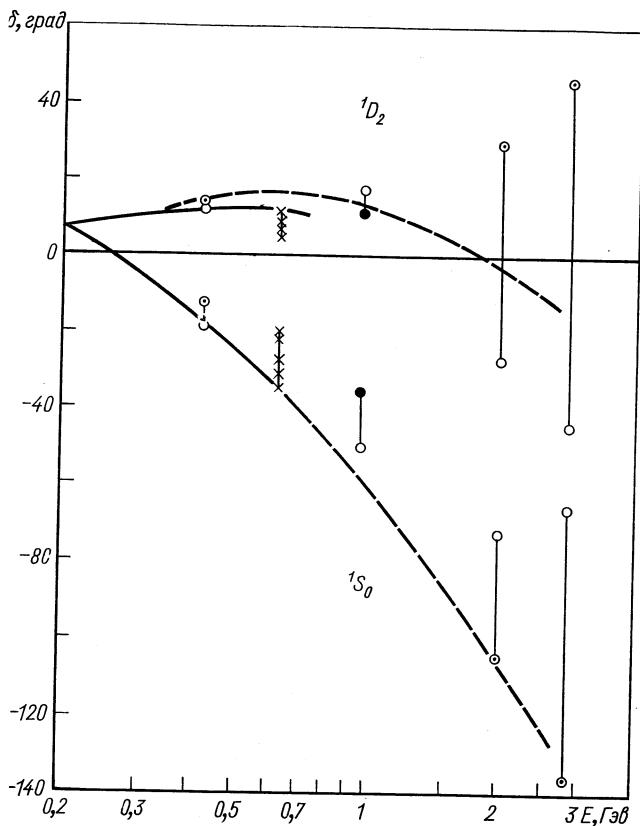


Рис. 1. Зависимость фазовых сдвигов  $p-p$  — рассеяния от энергии. Значения фазовых сдвигов взяты из следующих решений:

JKL-1 [55], MAW-2 [51] (400—430 Мэв); НН [32], А-4 [49], КЛПЯ-1 [61]; К-Ш [50], MAW-2, MAW-4 [51] (630—660 Мэв); НК-а, НК-б [59а] (970 Мэв); Н-а, Н-а' [9] (2 Гэв); Н-А, Н-А' [9] (2,85 Гэв). Вертикальные линии показывают разброс решений при каждой энергии. Сплошные кривые ниже 750 Мэв представляют решение 4, зависящего от энергии анализа, выполненного в Ливерморе [51]. Для сравнения показаны также значения, предполагаемые потенциальной моделью с твердыми сердцевинами (штриховые кривые) [19, 76].

\* Однозначность фазового анализа  $p-p$  — рассеяния вблизи энергии  $660 \text{ Мэв}$  следует понимать в том смысле, что все найденные решения, по крайней мере для низших состояний  $p-p$  — системы, качественно согласуются с решением 1, полученным при энергиях ниже  $400 \text{ Мэв}$ . Разброс значений фазовых сдвигов для разных решений обусловлен в основном неполнотой

приведены на рис. 1—4 и в табл. 3 Приложения 2. Решение, очевидно, соответствует решению 1, полученному при энергиях ниже 400 Мэв.

Параметры поглощения все еще далеки от однозначности. Их значения, найденные разными группами, не всегда совпадают

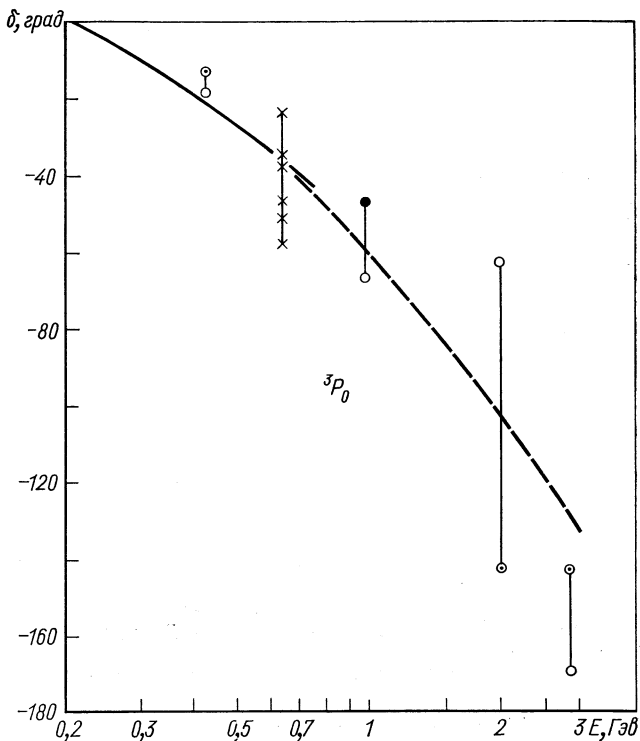


Рис. 2. Зависимость фазовых сдвигов  $p-p$ -рассеяния от энергии.

Обозначения и ссылки на литературу те же, что и на рис. 1.

в деталях. Однако следующие особенности являются общими: 1) периферический характер процессов поглощения; 2) заметная величина поглощения в  $F$ -состоянии. Эти особенности можно будет увидеть из рис. 8, на котором показаны параметры поглощения для фиксированного  $L$ , усредненные по  $J$ , в зависимости от параметра соударения  $b$ , определяемого соотношением  $b = (L + 1/2) \lambda$ .

используемой информации о процессах мезообразования и отсутствием надежного метода учета неупругих процессов [97]. Этот разброс не всегда точно отражается в погрешностях фазовых сдвигов, вычисляемых из матрицы ошибок [62].— *Прим. ред.*

Вывод 2) привел к улучшению первоначальной модели Мандельштама. В. Г. Вовченко развил модель таким образом, чтобы описать также и пинообразование из  $F$ -состояний, переопределил параметры модели и вычислил параметры поглощения без использования данных по упругому рассеянию [37]. Результаты воспроизводят общую особенность 1), но в деталях отличаются от результатов упомянутых выше фазовых анализов. Было получено большое поглощение в  ${}^3P_1$ -состоянии и довольно малое поглощение

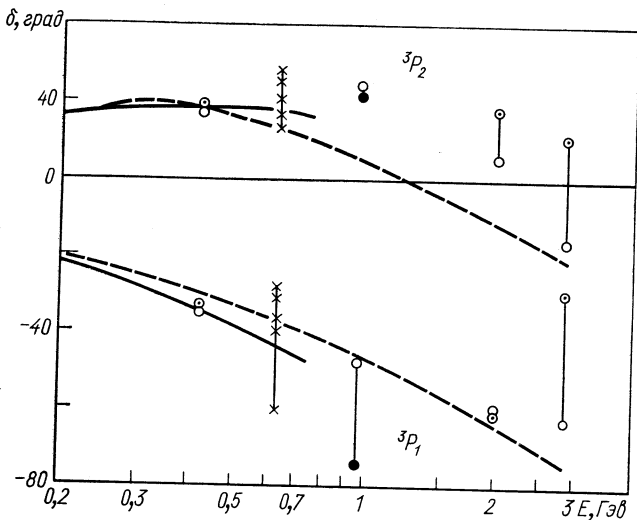


Рис. 3. Зависимость фазовых сдвигов  $p - p$ -рассеяния от энергии.

Обозначения и ссылки на литературу те же, что на рис. 1.

в  ${}^3F_3$ -состоянии. Такой тип поглощения, однако, найден в одном из решений в Ливерморе [51]. Таким образом, некоторые различия в значениях параметров поглощения, по-видимому, не должны сказаться на однозначности действительных частей фазовых сдвигов, хотя фазовый анализ с использованием результатов работы [37] был бы желательным\*.

Периферический характер процессов поглощения обусловлен, главным образом, наличием (3,3)-резонанса. Интересно отметить влияние (3,3)-резонанса на энергетическую зависимость наблюдаемой величины  $C_{np}(90^\circ)$  в  $p - p$ -рассеянии, в которой имеется

\* Такой анализ был выполнен в работе [96]. При этом было получено четыре решения; действительные части фазовых сдвигов низких парциальных волн для этих решений в пределах разброса, который характерен для решений, найденных в других работах [31, 46—51], соответствуют решению 1 при энергиях ниже 400 Мэв.—Прим. ред.



пик при энергии вблизи 600  $Mэв$  в согласии с экспериментальными результатами [52].

**Фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния при энергии 430  $Mэв$ .** Действительные части фазовых сдвигов при энергии 660  $Mэв$  можно

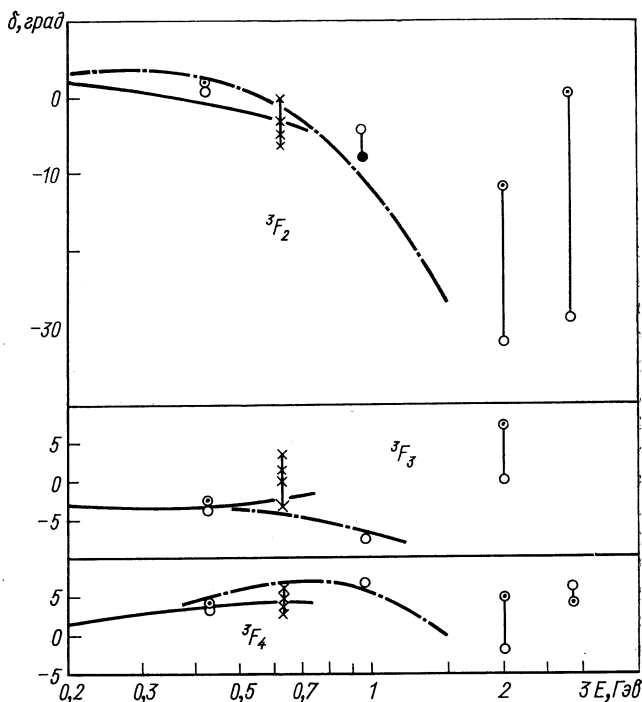


Рис. 4. Зависимость фазовых сдвигов  $p - p$ -рассеяния от энергии.

Штрих-пунктирные кривые представляют результаты расчетов по ОВЕС-модели [29]. Другие обозначения и ссылки на литературу те же, что и для рис. 1.

связать плавными кривыми с соответствующими фазовыми сдвигами решения 1 ниже энергии 310  $Mэв$ . И действительно, фазовые сдвиги при энергии 430  $Mэв$ , которые были получены с помощью фазового анализа, аналогичного проведенному при 660  $Mэв$ , лежат на этих кривых [53]. Они согласуются с результатами более поздних измерений параметров тройного рассеяния [54, 54a]. Уточненное решение [51, 55] показано на рис. 1—4.

**Фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния при энергии 970  $Mэв$ \***. Эксперименты при этой энергии были выполнены в Бирмингеме

\* См. также соответствующий раздел в параграфе 5.

[56—58] и недавно в Сакле [59]. Первый фазовый анализ был проведен Хама и Хошизаки тем же способом, что и при энергии 660 Мэв, за исключением одной модификации: было учтено рождение в  $D$ -состоянии (11) [5]. Так как данные по тройному рассеянию отсутствовали, анализ преследовал лишь цель посмотреть, нельзя ли получить действительные фазовые сдвиги типа решения 1 и не будут ли параметры поглощения иметь периферические особенности подобно найденным при энергии 660 Мэв. Кроме того, исследовались параметры поглощения, соответствующие поглощению центрального типа. Были получены два решения: решение А, соответствующее поглощению периферического типа, и решение В с поглощением центрального типа. Эти решения предсказывали совершенно различные значения для следующих наблюдаемых величин:  $D$  ( $\sim 90^\circ$ ),  $R$  ( $\sim 110^\circ$ ),  $C_{hp}$  ( $\sim 90^\circ$ ) и  $C_{nn}$  ( $60^\circ \sim 70^\circ$ ). Измерения параметра  $C_{nn}$  были выполнены в Сакле [59]. Результаты свидетельствуют в пользу решения А.

В последние годы был проведен анализ всех имеющихся данных, включая значения параметра  $C_{nn}$ , усовершенствованным методом, использующим ограничения 1''), 2) и 3); он будет описан в следующем параграфе. Результаты этого анализа показывают, что еще существуют оба решения А и В [59а]. Таким образом, чтобы проверить, какое из этих решений верно, требуются дальнейшие измерения наблюдаемых величин, других, чем  $C_{nn}$ . Оба эти решения показаны на рис. 1—4\*.

**Фазовые сдвиги  $n - p$ -рассеяния при энергиях выше 400 Мэв.** Имеющиеся данные по  $n - p$ -рассеянию при энергиях выше 400 Мэв довольно скудны, и фазовые сдвиги  $n - p$ -рассеяния нельзя однозначно определить чисто кинематическим способом. Однако, если допустить, что с изменением энергии фазовые сдвиги меняются плавно, то область, в которой может лежать физически разумное решение, значительно суживается. Как указывалось в параграфе 2, при энергиях ниже 400 Мэв однозначный набор фазовых сдвигов для  $n - p$ -рассеяния известен. Экстраполируя эти фазовые сдвиги, можно заключить, что выше 400 Мэв действительные части фазовых сдвигов в состояниях с полным изотопическим спином, равным нулю, имеют следующие особенности:  $\delta(^3S_1)$  отрицательна;  $\delta(^3D_1)$  отрицательна, тогда как  $\delta(^3D_2)$  и  $\delta(^3D_3)$  положительны;  $\delta(^1P_1)$  и  $\delta(^1F_3)$  обе отрицательны.

Один из трех наборов фазовых сдвигов при энергии 630 Мэв, полученных Ю. М. Казариновым и В. С. Киселевым [60] (набор 1),

\* В Дубне были проведены фазовые анализы  $p - p$ - и  $n - p$ -рассеяний при энергии 735 Мэв [98] и  $p - p$ -рассеяния при энергии 1 Гэв [99]. При энергии 735 Мэв получено четыре решения, для двух из которых  $\delta(^4S_0) < 0$ . Набор фазовых сдвигов, описывающий экспериментальные данные при энергии 1 Гэв, получен экстраполяцией решения, найденного при 630 Мэв, с целью планирования экспериментов при энергии 1 Гэв. — Прим. ред.

определенно обладает этими особенностями. В их работе данные по  $n - p$ - и  $p - p$ -рассеяниям анализировались совместно в предположении зарядовой независимости и с использованием резонансной (3,3)-модели для пинообразования. Использовались те же дан-

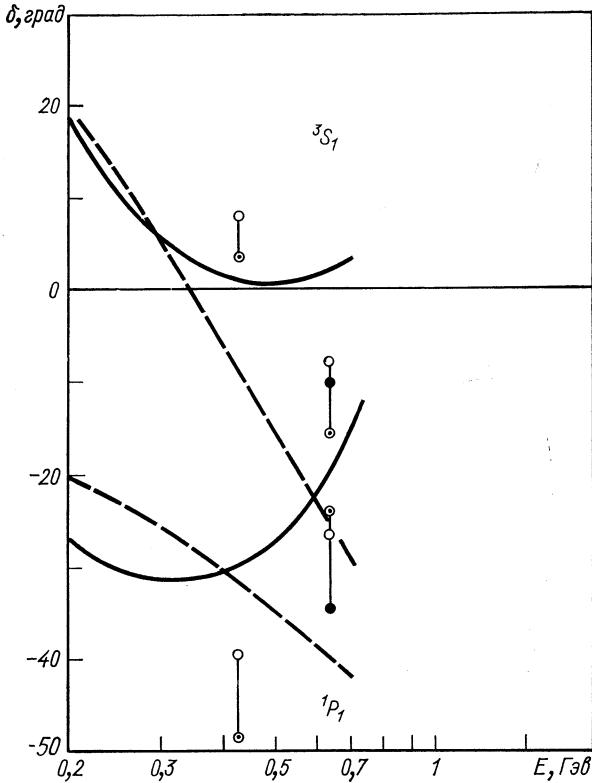


Рис. 5. Зависимость фазовых сдвигов  $n - p$ -рассеяния в состояниях с  $T = 0$  от энергии.

Значения фазовых сдвигов взяты из решений: К [50], МАW-A [62] (400—430 Мэв); КЛПЯ [61], К-Ш [50], МАW-A [62] (630 Мэв). Сплошные кривые представляют решение 4, зависящего от энергии анализа, выполненного в Ливермор [62]; штриховые кривые вычислены на основе потенциальной модели с твердыми сердцевинами [19, 76].

ные по  $p - p$ -рассеянию, что и в  $p - p$ -анализе при 660 Мэв, а данные по  $n - p$ -рассеянию включали дифференциальное сечение и поляризацию. Недавние измерения параметров  $D$  и  $R$  в упругом  $n - p$ -рассеянии при 630 Мэв уменьшили число решений

до двух [61]. Решение типа решения 1 сохраняется. Фазовые сдвиги этого решения, соответствующие  $T = 0$ , показаны на рис. 5 и 6\*.

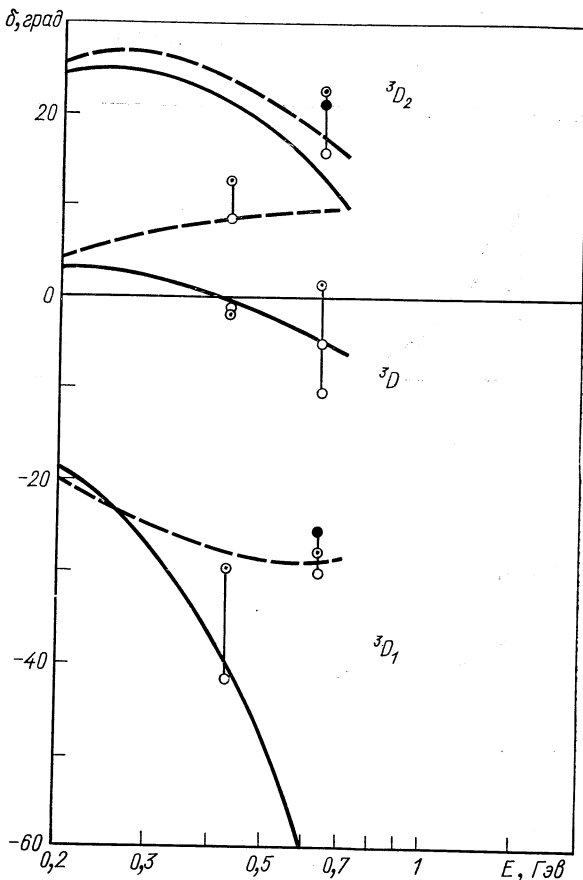


Рис. 6. Зависимость фазовых сдвигов  $n - p$ -рассеяния в состояниях с  $T = 0$  от энергии.

Обозначения и ссылки на литературу те же, что и для рис. 5.

\* Ю. М. Казаринов и др. в работе [100] на основании предложенного ими метода дискриминации статистических гипотез отбросили один из двух имевшихся при энергии 630  $Mэв$  наборов (набор 1) [61]. Затем, после учета мезообразования из  ${}^3F_4$ -состояния в дополнение к оставшемуся решению (набор 2), был получен новый набор фазовых сдвигов (набор 3) [101]. Результаты измерений параметра  $A$  в  $p - n$ -рассеянии при энергии 605  $Mэв$  [93] были использованы для уточнения наборов 2 и 3. В предположении о том, что упругая часть амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния для состояний с  $L > 5$  описывается в приближении одноопионного обмена, а мезообразование идет из состояний  ${}^3P_{0,1,2}$ ,  ${}^1D_2$  и  ${}^3F_{2,3,4}$ , было показано [93], что на основании  $\tau$ -критерия [102] набор 2 можно отбросить. Это заключение подтверж-

**Анализ, зависящий от энергии в области выше 400 Мэв.** Зависящие от энергии анализы  $p-p$  и  $n-p$  данных в Ливерморе [25] недавно были продолжены до энергии 750 Мэв [51, 62]. Использовался тот же функциональный вид зависимости фазовых сдвигов от энергии, что и ранее в области энергий ниже 400 Мэв [25]. Неупругие параметры рассматривались как полиномы от энергии. Изучались пять наборов для неупругих параметров. Авторы отдают предпочтение решению <sup>4</sup> для четвертого набора, в котором неупругие параметры  ${}^3P_1$ -,  ${}^3P_2$ -,  ${}^1D_2$ -,  ${}^3F_2$ - и  ${}^3F_3$ -состояний отличны от нуля; это решение воспроизводится на рис. 1—6.

Отметим, что рекомендованное решение имеет энергетическое поведение триплетного четного состояния, заметно отличающееся от полученного в анализах при фиксированных энергиях и от предсказаний потенциальной модели (см. обсуждение в параграфе 6).

## 5. АНАЛИЗ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЫШЕ 1 ГЭВ. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Трудность в анализе экспериментов выше 1 Гэв состоит в том, что имеющиеся данные совершенно недостаточны для полного определения фазовых сдвигов. В анализе при энергии 660 Мэв 1) для получения параметров поглощения из данных по пионообразованию использовалась резонансная (3,3)-модель Мандельштама. Действительные части фазовых сдвигов с  $L \leq L_I$  определялись из данных по упругому рассеянию при условии, что 2) они плавно связаны со значениями, хорошо известными при более низких энергиях. Фазовые сдвиги с  $L > L_I$  брались из ОВЕС. Однако при энергиях выше 1 Гэв предпосылка 1) больше не подходит. Здесь в рассеяние вступает большое число парциальных волн, и с помощью модели Мандельштама нельзя определить такое большое число параметров поглощения. Кроме того, при энергиях, достаточно превышающих 1 Гэв, нельзя пренебрегать влиянием более высоких резонансов  $\pi N$ -системы, а также рождением двух и более пионов и других тяжелых частиц.

**Модифицированный учет поглощения.** В раннем подходе Хама и Хошизаки [7] предпосылка 1) была заменена следующей: 1') предполагается, что коэффициенты поглощения можно представить в виде плавной функции орбитального углового момента  $L$ , или параметра соударения  $b$ , определяемого соотношением  $b = (L + 1/2) \lambda$ .

Вид функции, которую следует выбрать для коэффициентов поглощения, должен быть таким, чтобы при увеличении  $L$  они

дается недавними измерениями деполаризации в упругом  $p-p$  рассеянии при энергии 612 Мэв [94]. Следует отметить, что в наборе 3 [93] фазовый сдвиг  ${}^3D_3$ -состояния становится отрицательным.— *Прим. ред.*

быстро спадали до нуля, так как любая реакция может происходить только тогда, когда два нуклона достаточно близки. Кроме того, функция должна изменяться в интервале  $[0, 1]$ . Поэтому был выбран следующий вид [7]:

$$1 - r^2(L) = A \exp \{ - [(L - L_0)/\gamma]^2 \}, \quad (22)$$

где  $r(L)$  — параметр поглощения для данного  $L$ ;  $L_0$  — параметр, характеризующий точку максимального поглощения;  $\gamma$  — полуширина поглощения. Грубо говоря,  $L_0 + \gamma$  на языке параметра соударения дает радиус нуклона, включая его пионное облако;  $A$  — множитель, который можно определить из сечения неупругого рассеяния. Параметры в выражении (22) являются функциями четности, спина и полного углового момента. Этими зависимостями здесь пренебрегается.

Предпосылка 1') не является чисто феноменологической. Более существенное улучшение предпосылки 1) состоит в применении общего принципа [14] к процессам поглощения [11]:

1'') предполагается, что поглощение вблизи края нуклона правильно описывается пионной теорией.

Здесь край нуклона означает область обмена двумя пионами, так как в области обмена одним пионом, в принципе, поглощение отсутствует. В действительности из-за унитарности полной  $S$ -матрицы процессы обмена одним пионом для пионообразования приводят к поглощениям в области двухпионного обмена.

Амальди с сотр. вычислили параметры поглощения на основе однопионной обменной модели для пионообразования с учетом форм-факторов нуклона и конечного (3,3)-состояния [10]. Их результаты, относящиеся к большим расстояниям, можно использовать в качестве предпосылки 1''). Тогда, более конкретно:

1''') предполагается, что параметры поглощения для  $L > L_2$  правильно даются однопионной обменной моделью Амальди, где  $L_2$  таково, что

$$(L + 1/2) \lambda \approx \text{радиус двухпионного обмена}, \quad (23)$$

Подставляя, например,  $(L_2 + 1/2) \lambda \approx 10^{-13}$  см, получаем  $L_2 = 3$  при  $1$  Гэв и  $L_2 = 4$  при  $2$  Гэв. Точные значения можно найти из действительного анализа. Параметры поглощения для  $L \leq L_2$  должны варьироваться свободно.

**Действительные части фазовых сдвигов.** В дополнение к указанным выше ограничениям 1') (или 1'')) и 2) мы требуем, чтобы [7]:

3) действительные части фазовых сдвигов для состояний с промежуточными значениями углового момента правильно воспроизводились однобозонной обменной моделью. Вклад от однопионного обмена для волн с высокими значениями углового момента включается так же, как и прежде. Амплитуда рассеяния дается выражением (18).

В ранних подходах [7,9] требование 3) представлялось в виде

$$\delta_L = \delta_L(\text{ОВЕС}) \{1 + c(1 - r_L^2)\} \quad (24)$$

для фазовых сдвигов с промежуточными значениями  $L$ . Фазовые сдвиги  $\delta_L$  (ОВЕС) вычисляются из ОВЕС-модели. Параметр  $c$  выражает степень воздействия неупругих процессов на действительные части фазовых сдвигов.

При использовании указанных ограничений число свободных параметров заметно сокращается. Эта ситуация отражена на рис. 7.

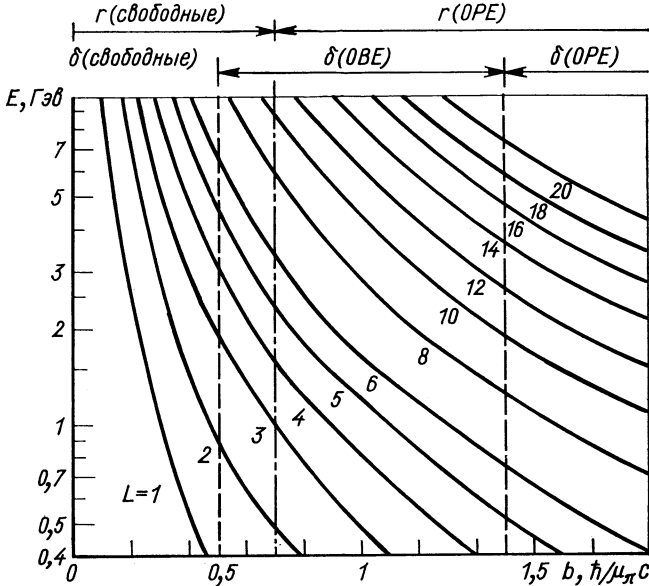


Рис. 7. Связь между областями взаимодействия и парциальными волнами. Для каждой парциальной волны показана зависимость начальной кинетической энергии в лабораторной системе от параметра соударения  $b$ . Фазовые сдвиги волн, входящих в каждую область, рассматриваются так, как это указано на диаграмме сверху.

Например, при энергии 2 Гэв в качестве свободных параметров остаются только фазовые сдвиги состояний с  $L \leq 3$ .

В настоящее время наиболее надежный метод анализа данных вблизи 1 Гэв, по-видимому, состоит в использовании ограничений 1'), 2) и 3). Применение этой схемы при энергии 970 Мэв будет описано ниже. При энергиях выше 2 Гэв модель Амальды неприменима (этот вопрос обсуждается ниже), и, следовательно, здесь еще нет другого способа анализа, чем использовать ограничения 1'), 2) и 3). Результаты анализов с использованием этих

ограничений при энергиях 2 и 3  $Gэв$  рассматриваются в конце данного параграфа.

**Границы применимости однопионной обменной модели для пионообразования.** Однопионная обменная модель для пионообразования, использованная выше, имеет ограничения по энергии и по угловому моменту, которые возникают из характера самой модели.

Рождение мезонов в области между 800  $Mэв$  и 1,5  $Gэв$  может быть адекватно описано моделью [62, 63]. Однако ниже энергии 800  $Mэв$  описание экспериментальных данных становится неудовлетворительным, вероятно, из-за пренебрежения нуклон-нуклонным взаимодействием в конечном состоянии \*. Выше энергии 1,5  $Gэв$  становится важным образование двух пионов и более высоких пион-нуклонных резонансов, и модель снова не работает. Таким образом, границы применимости модели по энергии составляют  $800 Mэв \leq E \leq 1,5 Gэв$  [64].

Ограничение по угловому моменту уже отмечалось. Параметры поглощения для  $L > L_2$  могут правильно предсказываться моделью, а параметры поглощения для  $L \leq L_2$  не предсказываются [ $L_2$  дается выражением (23)]. В модели пренебрегается процессами обмена двумя или более пионами и тяжелыми мезонами. Ожидается, что эти процессы дают вклад в параметры поглощения внутри области трехпионного обмена и оказывают малое влияние на них вне этой области. Следовательно, критерием для  $L_2$  служит соотношение (23).

Однопионная обменная модель для пионообразования приводит к нарушению унитарности ( $r_{LJ} > 1$ ) в состояниях с  $L = 1$  [10, 65]. Однако это не означает дополнительной ограниченности модели. Поскольку нарушение происходит в состояниях с более низкими значениями углового момента ( $L < L_2$ ), оно несущественно для использования модели в наших целях.

**Границы применимости однобозонной обменной модели.** В описанном выше методе использование ОБЕС-модели ограничивалось состояниями с промежуточными значениями углового момента, и она не использовалась в состояниях с более низкими значениями  $L$ . Причины этого состоят в следующем [66].

1. Асимптотическое поведение фазовых сдвигов, вычисленных на основе ОБЕС-модели, при стремлении начальной энергии к бесконечности противоречит теореме Левинсона [67], которая утверждает, что  $\lim_{E \rightarrow \infty} \delta(E) = 0$  в случае  $\delta(0) = n\pi$ , где  $n$  — число

\* В работах [103, 104] на основе однопионной обменной модели, учитывающей пионный форм-фактор нуклонов и особенность в поведении амплитуды  $S_{11}$ -состояния  $\pi N$ -системы вне массовой поверхности, удалось описать поляризационные эффекты в процессах  $pp \rightarrow \pi^+pn$  и  $pp \rightarrow \pi^0pp$  даже при энергии 669  $Mэв$ . — *Прим. ред.*



связанных состояний. ОВЕС-модель, однако, приводит к  $\lim_{E \rightarrow \infty} \delta(E) = \pm \pi/2$  в противоречии с теоремой [68]. Точное доказательство теоремы дано только для случая, когда неупругие процессы отсутствуют, но предполагается, что теорема может быть справедливой в более общих случаях [67, 69, 69a]. Если допустить, что любая теория рассеяния должна удовлетворять этой теореме, то в таком случае ОВЕС-модель не согласуется с теорией, и существует определенный предел применимости модели. Хама и Хошизаки показали, что подходящим параметром, характеризующим этот предел, является параметр соударения, определяемый соотношением  $b = (L + 1/2) \hbar/p$  [68]. Если теория обрезается прежде, чем фазовые сдвиги достигнут своих предельных значений, скажем, при  $\delta_{\text{крит}}$ , некоторых критических значениях, выше которых фазовые сдвиги слишком сильно отклоняются от правильных значений, то энергию обрезания и соответствующий параметр соударения можно определить для каждой парциальной волны. Выбор  $\delta_{\text{крит}}$  до некоторой степени произволен, но во всяком случае таким путем вводится понятие критической энергии, или параметра соударения. Для каждой парциальной волны критические энергии различны, но параметры соударения имеют почти одинаковые критические значения. Приняв  $\delta_{\text{крит}} \sim 50^\circ$ , получим

$$b_{\text{крит}} = 0,4 \sim 0,6 \hbar/\mu_{\pi}c, \quad (25)$$

значение, близкое к значению на границе между промежуточной областью и областью внутренней сердцевины [68]. На языке межнуклонного расстояния  $r$  приведенный результат можно интерпретировать следующим образом: ОВЕС-модель для ядерных сил применима в области, где  $r$  больше, чем  $b_{\text{крит}}$ . Эта модель должна обрезаться для  $r \lesssim b_{\text{крит}}$ .

2. Другой способ оценки  $b_{\text{крит}}$  — через радиус действия сил, обусловленных обменов промежуточными бозонами. Согласно ОВЕС-модели, предполагается, что лл-взаимодействие — достаточно сильное, так что когда нуклоны обмениваются двумя или более пионами, это почти всегда происходит в виде отдельного обмена тяжелыми мезонами (резонансными состояниями). Поэтому каждый раз, когда мы вводим новый тяжелый мезон, получаем, в принципе, новое критическое межнуклонное расстояние  $r_{\text{крит}}$ , ниже которого теория должна быть скорректирована из-за обменов еще неизвестными более тяжелыми мезонами. В ОВЕС-модели [29] самым тяжелым мезоном является  $\omega$ -мезон, масса которого полагается равной  $\mu_{\omega} = 750 \text{ Мэв}$ . Это дает

$$r_{\text{крит}} \sim \hbar/\mu_{\omega}c \sim 0,2 \hbar/\mu_{\pi}c. \quad (26)$$

В действительности может произойти «переполнение», как в случае сил пионного обмена, что может увеличить значение  $r_{\text{крит}}$ . В слу-

чае сил пионного обмена вначале полагали, что граница между ОРЕ-областью и промежуточной областью находится при междуклонном расстоянии около  $1\hbar/\mu_{\pi}c$ . Однако, согласно ТМО-потенциалу, двухпионные обменные силы проявляют заметное «переполнение» и рассматриваемая граница вместо  $1\hbar/\mu_{\pi}c$  находится при  $\sim 1,5\hbar/\mu_{\pi}c$  [70]. Поэтому, вместо (26) можно выбрать

$$r_{\text{крит}} \sim 2\hbar/\mu_{\omega}c \sim 0,4\hbar/\mu_{\pi}c. \quad (27)$$

Это значение согласуется с (25).

3. Взаимодействие Юкавы, используемое в расчетах по ОБЕС-модели, может рассматриваться как модельный гамильтониан, применимость которого определяется более фундаментальным взаимодействием. Фундаментальное взаимодействие будет преобладать в области сердцевин, где становятся важными структуры мезонов и чистых нуклонов. Следовательно, в области сердцевин взаимодействие Юкавы в виде, используемом ОБЕС-моделью, может потерять свой смысл.

**Фазовые сдвиги  $p-p$ -рассеяния при энергии 970 Мэв [71, 59а].** Повторный анализ  $p-p$ -рассеяния при энергии 970 Мэв был выполнен с использованием новых данных по  $C_{nn}$  и  $P$ , полученных в Сакле [59], вместе с данными по дифференциальному сечению, полученными в Бирмингеме [56, 57]. Цель этого анализа состояла в том, чтобы проверить правильность метода анализа, основанного на предположках 1''—3), и посмотреть, нельзя ли отбросить найденное ранее решение В при учете новых данных по  $C_{nn}$ , свидетельствовавших в пользу решения А. Действительные части фазовых сдвигов волн с  $L \geq {}^3F_3$  были зафиксированы значениями, полученными из однобозонной обменной модели [29]. Значения параметров поглощения с  $L \geq {}^3F_3$  брались из ОРЕ-модели Амальди [65].

Согласно этому повторному анализу, все еще остаются решение А (периферическое поглощение) и решение В (центральное поглощение). Необходимы дальнейшие эксперименты, чтобы проверить, какое из решений является физически правильным. Наиболее эффективные для этой цели — измерения параметра деполяризации  $D$  ( $70 \sim 110^\circ$ ). Измерения параметров  $A$  ( $\theta \geq 100^\circ$ ),  $C_{kp}$  ( $60 \sim 70^\circ$ ) и  $A_{xx}$  ( $60 \sim 70^\circ$ ) также могут служить для выбора между двумя типами решений. Предсказываются следующие значения наблюдаемых величин [59а]: для решения А  $D$  ( $90^\circ = 0,71$ ;  $A$  ( $120^\circ = 0,21$ ;  $C_{kp}$  ( $70^\circ = -0,037$ ;  $A_{xx}$  ( $70^\circ = -0,094$ ; для решения В соответственно  $-0,31$ ;  $-0,19$ ;  $0,39$ ;  $-0,51$ .

Анализ подтвердил правильность схемы, основанной на предположках 1''—3). Это видно из полученных значений  $\chi^2$  и из сравнения найденных значений фазовых сдвигов со значениями, найденными при энергиях ниже 660 Мэв. Решения А и В

показаны на рис. 1—4 и 8, а также приведены в табл. 6 Приложения 2.

При энергии 970 Мэв была также проверена схема анализа, основанная на использовании предпосылок 1') — 3); эта схема

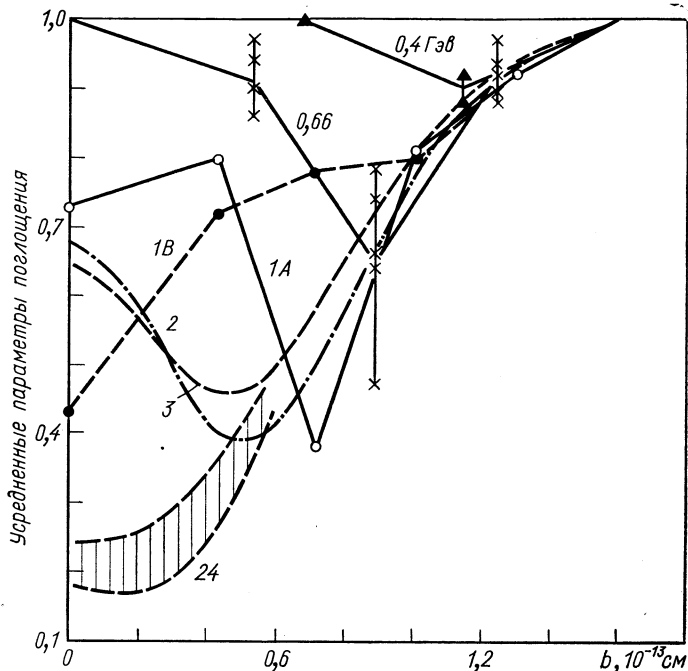


Рис. 8. Зависимость усредненных параметров поглощения от параметра соударения  $b$ .

Для  ${}^3F$ -состояний изображены значения  $r$  ( ${}^3F_{2,3,4}$ ). Результаты при 24 Гэв [13а] приведены только для сравнения. Остальные данные взяты из тех же работ, которые указаны в подписи к рис. 1.

применялась в анализе данных по  $p - p$ -рассеянию, полученных в Бирмингеме, и результаты этого анализа сравниваются с прежними результатами [7]. Приведем значения параметров, введенных в выражении (22):

$$\left. \begin{aligned} L_0 = 2,1, \quad \gamma = 1,1 \text{ для решения А; } \\ L_0 = 0,4, \quad \gamma = 2,5 \text{ для решения В, } \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

которые следует сравнить с соответствующими значениями при 2 и 3 Гэв, рассмотренными ниже.

**Фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния при 2 и 3 Гэв.** При энергии 2 Гэв имеются данные по дифференциальному сечению [71, 72] и поляризации [73] в  $p$ -рассеянии. Эти данные анализировались

Хама [9] методом, использующим предпосылки 1'), 2) и 3). Были найдены три решения; два из них соответствуют решению А при энергии 970 Мэв, третье — решению В. В дальнейшем обозначим их как решения  $a$ ,  $a'$  и  $b$ , соответственно.

Параметры, определяющие поглощение, принимают значения

$$\left. \begin{aligned} L_0 &= 2,0 \sim 2,2, \quad \gamma = 2,8 \text{ для решений } a \text{ и } a'; \\ L_0 &= 0,5, \quad \gamma = 3,8 \text{ для решения } b, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

показывая, что решения  $a$  и  $a'$  являются решениями с поглощением периферического типа, а решение  $b$  — решением с поглощением центрального типа. Решения  $a$  и  $a'$  отличаются друг от друга тем, что  $\delta(^1D_2)$  отрицательно для решения  $a$  и положительно для решения  $a'$ . Действительные части фазовых сдвигов триплетных  $P$ -состояний для решения  $b$  все отрицательны, тогда как для решений  $a$  и  $a'\delta(^3P_0)$ ,  $\delta(^3P_1) < 0$  и  $\delta(^3P_2) > 0$ . Действительная часть фазового сдвига  $^1S_0$ -состояния принимает почти одинаковые значения для всех трех решений.

Сообщалось об измерениях поляризации под большими углами [74]. Эти данные отчасти дополняют прежние под малыми углами, использованные в анализе. Для новых данных, по-видимому, решение  $a$  или  $a'$  предпочтительнее, чем решение  $b$ . Решения  $a$  и  $a'$  показаны на рис. 1—4.

Аналогичный анализ был выполнен Хама [9] и для данных по  $p-p$ -рассеянию при 3 Гэв [75], причем были получены три решения с поглощениями периферического типа. Параметры  $L_0$  и  $\gamma$  для этих решений имеют значения

$$L_0 = 2,2 \sim 2,5, \quad \gamma = 3,1 \sim 3,7. \quad (30)$$

Эти решения ( $A$ ,  $A'$  и  $A''$ ) различаются между собой знаками  $\delta(^1D_2)$  и  $\delta(^3P_2)$ . Для решения  $A$   $\delta(^1D_2)$  отрицательно, а для решений  $A'$  и  $A''$  — положительно;  $\delta(^3P_2)$  отрицательно для решений  $A$  и  $A''$ , но положительно для решения  $A'$ .

Выбор между тремя решениями можно сделать на основе данных по поляризации под большими углами, отсутствовавших во время проведения анализа. Эти данные свидетельствуют против решения  $A''$  [74]. Решения  $A$  и  $A'$  показаны на рис. 1—4.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 400 МЭВ ДО 3 ГЭВ !

Приведенные выше решения обладают примечательными особенностями, касающимися 1) отталкивающих сердцевин в  $^1E$  и  $^3E$ -состояниях, 2) нестатических эффектов высшего порядка по  $L$  и 3) периферических поглощений.

**$S$ - и  $D$ -волны и твердые сердцевины в области III.** Поведение фазового сдвига  $^1S_0$ -состояния, показанного на рис. 1, заслужи-

ваает специального внимания. Видно, что  $\delta(^1S_0)$  при увеличении энергии монотонно уменьшается даже в области от 660  $Mэв$  до 2  $Гэв$ . Так как в  $^1S_0$ -состоянии не проявляются сколько-нибудь серьезные неупругие эффекты, такое монотонное уменьшение прямо наводит на мысль, что отталкивающая твердая сердцевина ядерных сил существует вплоть до этой энергетической области. Для одного из решений при 3  $Гэв$  (для решения А)  $\delta(^1S_0)$  слегка отклоняется от поведения ниже 2  $Гэв$ , но не противоречит ему. Отметим в связи с этим, что новые измерения поляризации под большими углами при энергии 3  $Гэв$  [74], по-видимому, говорят в пользу того, что истинное решение может лежать между решениями А и А'.

$^1D_2$ -состояние сильно подвержено влиянию неупругих эффектов, так что прямо из действительной части фазового сдвига этого состояния нельзя получить информацию о действительных потенциалах. Однако из рис. 1 можно видеть, что  $\delta(^1D_2)$  для решения а при 2 или 3  $Гэв$  поддерживает представление о наличии твердой сердцевины в области III. Решение а', по-видимому, не согласуется с такой картиной. Отметим, что выбор между этими двумя решениями можно сделать с помощью измерений  $C_{nn}$  и  $C_{hp}$  при 1,5 ~ 3  $Гэв$  [9].

Потенциал типа (1), содержащий твердую сердцевину с радиусом  $r_c \approx 0,35\hbar/\mu_{\pi c}$ , может достаточно хорошо воспроизвести экспериментальные фазовые сдвиги при энергиях выше 400  $Mэв$ , приводя к значениям [76]:

$$\left. \begin{array}{ll} \delta(^1S_0) \sim -38^\circ; & \delta(^1D_2) \sim 10^\circ \text{ при } 660 \text{ } Mэв; \\ \sim -60^\circ; & \sim 5^\circ \text{ при } 1 \text{ } Гэв; \\ \sim -80^\circ; & \sim -5^\circ \text{ при } 1,5 \text{ } Гэв. \end{array} \right\} \quad (31)$$

Фазовые сдвиги, показанные на рис. 1, довольно близки к этим предсказанным значениям, откуда следует приведенное выше заключение о том, что твердая сердцевина существует вплоть до энергии порядка нескольких гигаэлектронвольт.

Более количественное рассмотрение имеет мало смысла на настоящей стадии развития эксперимента и теории. Упомянем лишь следующее. Значения  $\delta(^1S_0)$  при 660 и 970  $Mэв$  находятся, хотя и не очень определенно, слегка выше значений, предсказываемых потенциальной моделью с твердыми сердцевинами, наводя на мысль о возможной модификации нерелятивистской картины совершенно твердых отталкивающих сердцевины. Вероятно, можно установить верхний предел жесткости отталкивающих сердцевины. В пренебрежении релятивистскими эффектами, потенциал с мягкой сердцевиной высотой порядка по крайней мере 2  $Гэв$  может воспроизвести значения  $\delta(^1S_0)$  вплоть до 1  $Гэв$  [77]. Однако, согласно опыту вычислений в импульсном пространстве, реляти-

вистские эффекты также приводят к уменьшению абсолютных значений фазовых сдвигов [78]. Таким образом, чтобы получить более определенные заключения, необходимы дальнейшие эксперименты и анализы.

Фазовый сдвиг  $\delta (^3S_1)$  монотонно уменьшается от  $180^\circ$  при нулевой энергии примерно до  $0^\circ$  при  $300 \text{ Мэв}$ . Градиент этого уменьшения почти равен градиенту уменьшения  $\delta (^1S_0)$ . Кроме того, позднейшие фазовые анализы  $n - p$ -рассеяния при  $630 \text{ Мэв}$  дают значения  $\delta (^3S_1) = -8,0 \pm 7,7^\circ; -13,9 \pm 3,7^\circ; -9,93 \pm 6,99^\circ$  для решений А и В, полученных в Ливерморе [62], и набора 1, найденного в Дубне \* [50]. При этом фазовые сдвиги состояний с  $T = 0$  рассматриваются как полностью упругие, а фазовые сдвиги состояний с  $T = 1$  фиксируются их значениями, полученными из анализов  $p - p$ -рассеяния. Если допустить, что все они правильны, поскольку они мало влияют на  $\delta (^3S_1)$ , и что набор 2, полученный в Дубне, как это отмечалось в параграфе 4, можно отбросить, то эти отрицательные значения можно рассматривать как указание на наличие отталкивающей сердцевины в  $^3S_1$ -состоянии, которая давно используется в различных потенциальных моделях. В связи с этим отметим, что рекомендованное решение зависящего от энергии анализа, выполненного в Ливерморе (решение 4), демонстрирует противоположное поведение при высокой энергии [62]. Здесь  $\delta (^3S_1)$  положительно и имеет тенденцию к уменьшению при увеличении энергии. Это может означать, что вид энергетической зависимости, выбранный для этого фазового сдвига, еще неудовлетворителен.

***P*- и *F*-волны и нестатические эффекты более высокого порядка по *L*.** Другое важное следствие из результатов фазовых анализов при энергиях выше  $400 \text{ Мэв}$  состоит в том, что в триплетном нечетном состоянии существуют нестатические эффекты более высокого порядка по *L*. Их существование в синглетном четном состоянии уже известно из анализов при энергиях ниже  $400 \text{ Мэв}$  [26].

Результаты фазовых анализов при энергии  $660 \text{ Мэв}$ , касающиеся триплетных нечетных состояний, сводятся к следующему:

1) действительные части фазовых сдвигов  $^3P$ -состояний расщепляются таким образом, как это характерно для *LS*-потенциалов;

2) все действительные части фазовых сдвигов  $^3F$ -состояний малы ( $\lesssim 6^\circ$ ).

Первый результат следует из правила интервалов. Параметр интервалов для *P*-волн определяется соотношением

$$\rho_P = \{\delta (^3P_0) - \delta (^3P_1)\} / \{\delta (^3P_1) - \delta (^3P_2)\} \quad (32)$$

\* В настоящее время при  $630 \text{ Мэв}$  существует одно решение (набор 3) [93] (см. примечание на с. 98). Согласно этому решению:  $\delta (^3S_1) = -17,40 \pm 5,44^\circ$ . — *Прим. ред.*

и не зависит ни от каких не зависящих от спина взаимодействий, имеющих в  ${}^3P$ -состояниях. Правило интервалов гласит, что, в борновском приближении,

$$\left. \begin{aligned} \rho_P &= 0,5 \text{ для потенциалов } LS\text{-типа;} \\ \rho_P &= -2,5 \text{ для потенциалов тензорного типа.} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Решения для фазовых сдвигов [49—51, 61a] дают:

$$\rho_P = (0,1 \div -0,1) \pm 0,4 \text{ при } 660 \text{ Мэв,} \quad (34)$$

указывая на преобладание  $LS$ -потенциалов в  ${}^3P$ -состояниях\*. Фазовые сдвиги  $P$ -состояний при 660 Мэв можно воспроизвести современной моделью потенциала, имеющего центральную, тензорную и  $LS$ -части [49]. Однако эта модель предсказывает слишком большое значение для  $\delta({}^3F_4)$  при 660 Мэв ( $\geq 15^\circ$ ), и не согласуется даже качественно с п. 2). Таким образом, необходимо уменьшить эффект  $LS$ -взаимодействия в  $F$ -состояниях, не затрагивая  $P$ -состояний. Нестатические взаимодействия более высокого порядка по  $L$ , естественно, приводят к такому уменьшению. Действительно, вводя соответствующие нестатические потенциалы второго порядка по  $L$ , Тамагаки и др. [76, 79] смогли воспроизвести также и эти фазовые сдвиги триплетных  $F$ -состояний. Их  $L^2$ -потенциалы имеют тот же порядок величины, что и потенциалы, известные для синглетных четных состояний, и в целом согласуются с ними. То, что современные потенциальные модели предсказывают большое значение для  $\delta({}^3F_4)$ , было впервые отмечено Хамада и Джонстоном [49] при энергии 310 Мэв. Однако они не смогли установить, из-за чего возникает расхождение, так как при энергии 310 Мэв оно не было слишком серьезным.

Фазовые сдвиги триплетных нечетных состояний при энергии 1 Гэв также характеризуются пп. 1) и 2) и, следовательно, поддерживают приведенное выше заключение.

**Однобозонная обменная модель.** Нестатические эффекты более высокого порядка по  $L$ , естественно, включены в модель вкладов однобозонного обмена (ОВЕС) [28], так как она является релятивистской, хотя и в борновском приближении. Действительно, при энергиях 660 и 970 Мэв эта модель дает фазовые сдвиги  ${}^3F$ -состояний, имеющие правильный порядок величины, и это наводит на мысль об определенной полезности модели при энергиях выше 400 Мэв.

Однобозонная обменная модель, несомненно, качественно полезна для определения фазовых сдвигов промежуточных и более

\* Решения  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  для фазовых сдвигов  $p-p$ -рассеяния при энергии 640 Мэв, полученные в Дубне [96], приводят соответственно к следующим значениям параметра интервалов  $\rho_P$ :  $0,4 \pm 0,2$ ;  $-0,2 \pm 0,1$ ;  $-0,2 \pm 0,1$  и  $-0,1 \pm 0,2$ , в согласии со сделанным автором заключением.—  
Прим. ред.

высоких парциальных волн при энергиях выше 400 Мэв. Однако пока еще не ясно, правильна ли она также и в количественном отношении. Сошлемся лишь на результат работы [49]. Согласно этой работе включение однобозонного обмена при вычислении фазовых сдвигов состояний с  $J > 6$  заметно улучшает описание новых данных по поляризации под малыми углами в  $p - p$ -рассеянии при энергии 660 Мэв\*.

**Периферические поглощения.** Неупругие параметры еще не определены однозначно даже при энергии 660 Мэв, где сконцентрировано большое число исследований. Однако все эти исследования указывают на периферический характер процессов поглощения. Решения такого типа существуют и при энергиях, больших 660 Мэв. Это видно из рис. 8, где в зависимости от параметра соударения  $b = (L + 1/2) \lambda$  изображены параметры поглощения для фиксированного  $L$ , усредненные по  $J$ . Из этого рисунка видна регулярность поглощения. Интенсивность поглощения почти не зависит от энергии в периферической области, т. е. при  $b \gtrsim 10^{-13}$  см, и увеличивается во внутренней области с ростом энергии. Она максимальна в  $D$ -состоянии для всех решений периферического типа вплоть до 3 Гэв.

Существуют два мнения о возможных механизмах, приводящих к периферическому поглощению. Первое состоит в том, чтобы рассматривать периферическое поглощение как простое отражение образования (3,3)-резонанса. Оно основано на следующем наблюдении. Резонансное (3,3)-состояние образуется, по крайней мере при энергии 660 Мэв, преимущественно в процессах (9) и (10). Тем самым поглощение в начальном  $S$ -состоянии при энергии 660 Мэв кинематически запрещено. В результате, естественно, увеличивается поглощение в  $D$ - и  $F$ -состояниях. В связи с этим Амальди [64] обсуждает вопрос о том, чтобы отбросить решение В при энергии 970 Мэв (с поглощением центрального типа). Второе мнение высказано Чу [80], который считает, что такое сильное поглощение в  ${}^1D_2$ -состоянии при энергиях 660 и 970 Мэв можно понять, если учесть резонансное состояние: двух протонов со спином и четностью  $J^P = 2^+$ . Пусть  $x$  — отношение ширины упругого канала к полной ширине в  ${}^1D_2$ -состоянии. Если поглощение настолько велико, что  $x < 1/2$ , то условие резонанса при энергии  $E_r$  имеет вид [80a]:

$$(dr({}^1D_2)/dE)_{E_r} = 0; \quad (\delta({}^1D_2))_{E_r} = 0^0. \quad (35)$$

Чу заметил, что как существующие экспериментальные данные при энергиях 660 ~ 970 Мэв, так и фазовые решения для них не противоречат этому условию. Арндт [12] довольно подробно рас-

\* Рассмотрению эффектов однобозонного обмена в  $NN$ -взаимодействии были посвящены также работы [105—108].— Прим. ред.



смотрел это предложение в рамках двухканальной проблемы. Это рассмотрение, однако, еще не позволяет сделать окончательных выводов; необходимы дальнейшие исследования.

Наконец, приведем для справок размер объема поглощения, который определяется как квадратный корень из среднего значения  $b^2$  с весами  $(2L + 1)(1 - r_L)$ , где  $r_L$  — усредненный параметр поглощения. Его значение, как видно из рис. 8,  $\sqrt{\langle b^2 \rangle} \approx (0,9 \div 1,1) 10^{-13}$  см для всех решений с поглощением периферического типа. Для решения В при 970 Мэв  $(\langle b^2 \rangle)^{1/2} \approx 0,6 \cdot 10^{-13}$  см.

### 7. ФАЗОВЫЕ СДВИГИ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЫШЕ 10 ГЭВ

Фазовый анализ при энергиях выше 3 Гэв труден, так как имеющиеся экспериментальные данные еще очень бедны. Если бы фазовый анализ при этих энергиях проводился без какой-либо теории или модели, это привело бы к большому числу решений. На основе существующих данных по  $p - p$ -рассеянию при энергиях выше 10 Гэв возможные асимптотические поведения фазовых сдвигов  $p - p$ -рассеяния были проанализированы при некоторых допущениях Хигучи и Мачида [13] и Хама и Кавагучи [13а]. Основное допущение в этих работах состоит в том, что взаимодействие предполагается спиново-независимым. Недавние поляризационные эксперименты показали, что амплитуды  $p - p$ -рассеяния зависят от спинов даже при начальной энергии примерно 10 Гэв [81]. Поэтому указанное допущение в энергетической области до 10 Гэв неприменимо. Фазовые сдвиги в области 3 ~ 10 Гэв все еще совершенно неизвестны.

Выше энергии 10 Гэв поляризационные измерения в настоящее время отсутствуют, и неясно, до какой степени указанное выше допущение справедливо. Независимо от этого предположения, действительными частями фазовых сдвигов нельзя пренебрегать даже при энергиях выше 10 Гэв. Это видно из следующего экспериментального факта. Действительная часть амплитуды рассеяния вперед не обращается в нуль по крайней мере вплоть до 30 Гэв [82]. При отсутствии действительных частей фазовых сдвигов амплитуды рассеяния становятся чисто мнимыми, следовательно, действительные части фазовых сдвигов не равны нулю. Анализ угловых распределений в области кулоновской интерференции при энергиях 10 ~ 30 Гэв также наводит на мысль о важности действительных частей фазовых сдвигов [83].

Далее сначала обсудим фазовые сдвиги, полученные в анализах, на которые мы ссылались выше, затем рассмотрим поляризационные явления, исследуя возможность получения действи-

тельных частей фазовых сдвигов в случае, когда взаимодействие зависит от спина.

**Фазовые сдвиги  $p - p$ -рассеяния выше  $10 \text{ Гэв}$ .** Существующие экспериментальные данные включают данные по полным сечениям, угловым распределениям и отношению реальной и мнимой частей амплитуд рассеяния вперед. Угловое распределение имеет острый пик в направлении вперед, параметризуемый выражением

$$d\sigma/dt \approx A \exp(\gamma t); \quad t = -4k^2 \sin^2(\theta/2), \quad (36)$$

причем  $A \approx 40 \text{ мбарн} \cdot (\text{Гэв}/c)^{-2}$ ,  $\gamma \approx 10 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ . Параметр  $\gamma$  имеет слабую, типа  $\gamma \propto \ln E$ , зависимость от начальной энергии, что приводит к сужению пика вперед при  $E \rightarrow \infty$ , где  $E$  — релятивистская энергия протона в системе центра инерции.

Из-за быстрого падения дифференциальных сечений при увеличении  $\theta$  ожидается, что фазовые сдвиги можно определить в основном из дифракционного пика, уравнение (36). Кроме того, Хигучи и Мичида предположили, что

$$\left. \begin{aligned} f(\theta)/f(0) \text{ действительно,} \\ \text{и что } \operatorname{Re} f(\theta)/\operatorname{Im} f(\theta) = \operatorname{Re} f(0)/\operatorname{Im} f(0), \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

где  $f$  — амплитуда рассеяния, которая выражается через наблюдаемые величины:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re} f(\theta) &= \xi \operatorname{Im} f(\theta); \\ \operatorname{Im} f(\theta) &= (k\sigma_t/4\pi) \exp(\gamma t/2). \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Здесь использована оптическая теорема  $\operatorname{Im} f(0) = k\sigma_t/4\pi$ ;  $\sigma_t$  — полное сечение;  $\xi = \operatorname{Re} f(0)/\operatorname{Im} f(0)$ . Все действительные фазовые сдвиги  $\delta_L$  и параметры поглощения  $r_L$  получаются из выражений (38). Результаты сводятся к следующему:

1) все значения  $\delta_L$  отрицательны, что обусловлено отрицательностью всех экспериментальных значений  $\operatorname{Re} f(0)$ ;

2) значения  $\delta_L$  стремятся к нулю при  $E \rightarrow \infty$ . Точнее,  $\delta_L \propto (\ln E)^{-1}$ , что, по существу, обусловлено эффектом сужения пика вперед;

3) параметры поглощения свидетельствуют о поглощении центрального типа. Их значения, отвечающие наиболее дальнедействующим силам, совпадают со значениями соответствующих параметров поглощения при энергиях ниже  $3 \text{ Гэв}$ .

В анализе Хама и Кавагучи в качестве экспериментальных данных бралось дифференциальное сечение, параметризованное в следующем, пригодном для всех углов рассеяния, виде [84]:

$$d\sigma/dt \approx A \exp(\gamma t) + (B/k^2 E^2) \exp(-ak \sin \theta). \quad (39)$$

Предполагалось, что первый член в правой части этого выражения обусловлен мнимой частью амплитуды, а второй — действи-

тельной ее частью. Это предположение существенно отличается от предположения, заключенного в выражениях (37), и приводит к формулам

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re} f(\theta) &= (B'/E) \exp(-ak \sin \theta/2); \\ \operatorname{Im} f(\theta) &= (k\sigma_t/4\pi) \exp(\gamma t/2). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Использование этих выражений привело к двум фазовым решениям и оба набора приводят к результатам, отличным от сформу-

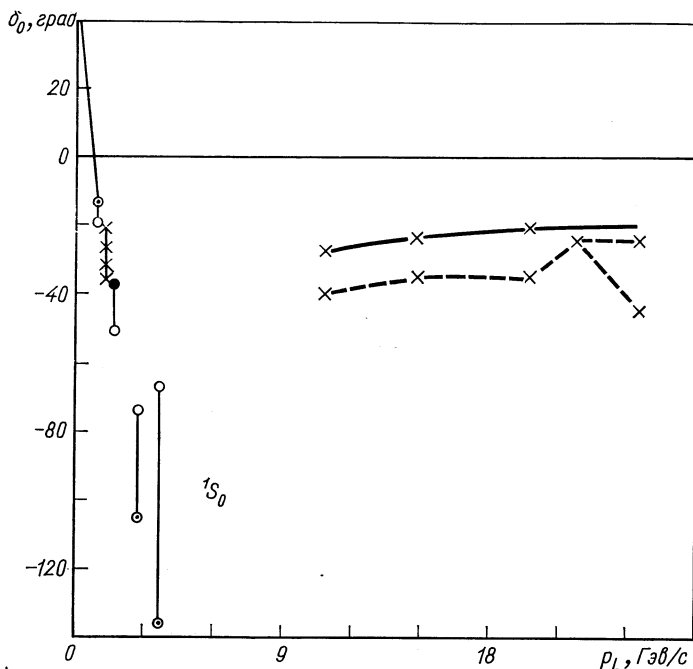


Рис. 9. Зависимость действительных частей фазовых сдвигов от начального импульса  $p_L$ . Приведены решения НМ-11 [13] (сплошная кривая) и НК [13а] (штриховые кривые). Для сравнения воспроизведены также результаты анализов при энергиях ниже 3 Гэв.

лированного выше в п. 2). Набор 1 указывает, что значения  $\delta_L$  стремятся к нулю, как  $\delta_L \propto (kE)^{-1}$  при  $E \rightarrow \infty$ , тогда как набор 2 утверждает, что значения  $\delta_L$  стремятся к  $-\pi/2$ , как  $\delta_L + \pi/2 \propto (kE)^{-1}$  при  $E \rightarrow \infty$ ;

3') параметры поглощения характеризуют скорее поглощение периферического типа.

Хотя в настоящее время нельзя проверить, правильны ли сделанные авторами предположения, сами результаты довольно интересны, особенно, если сравнить их с результатами при более низких энергиях. Эти результаты приведены на рис. 9 и 10. Видно,

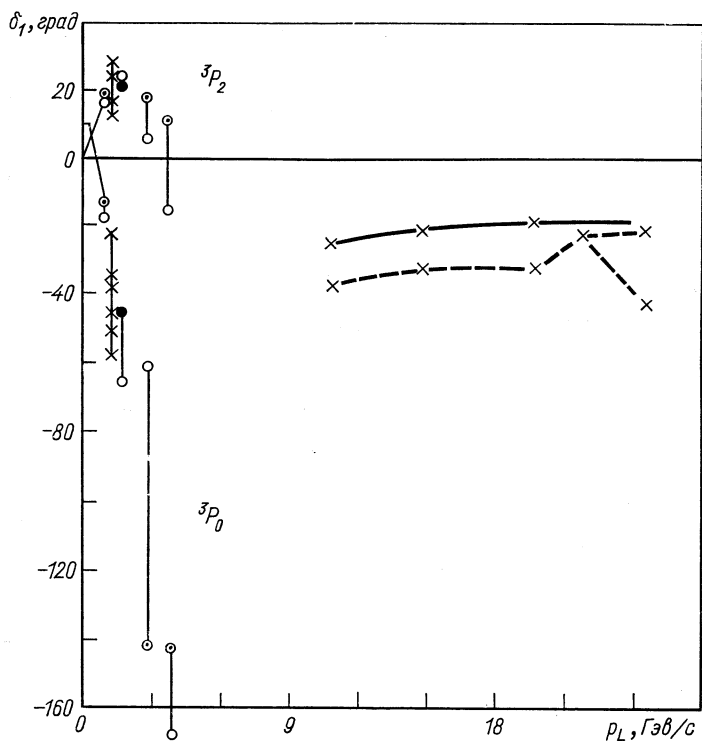


Рис. 10. Зависимость действительных частей фазовых сдвигов от начального импульса  $\rho_L$ .

Ссылки на литературу те же, что и для рис. 9.

что действительные части фазовых сдвигов всех этих решений имеют энергетическую зависимость, существенно отличную от энергетической зависимости фазовых сдвигов при более низких энергиях. На основе приведенных результатов можно строить догадки и обсуждать множество разнообразных возможных моделей для самой внутренней области. Такое обсуждение, однако, выходит за рамки настоящей статьи (см., например, [85, 86]).

**Поляризационные явления в рассеянии при высоких энергиях.** Если измеренные при энергиях выше 10 Гэв величины, характеризующие поляризацию, окажутся не равными нулю, то упомянутые выше результаты станут неверными. Предположение, что взаимо-

действие не зависит от спина, окажется несправедливым. Кроме того, так как поляризация возникает в результате интерференции между разными амплитудами различных состояний, любое предположение, пренебрегающее такой интерференцией, недопустимо. Недавние эксперименты показали, что поляризация в  $p-p$ -рассеянии сравнительно велика даже при энергии  $10 \text{ Гэв}$ ; ее значение в области углов, соответствующих направлению вперед, составляет около 20% при  $4 \sim 6 \text{ Гэв}$  и примерно 10% при  $9 \sim 11 \text{ Гэв}$ . Далее кратко рассмотрим, наблюдаемые величины какого типа наиболее эффективны для получения действительных частей фазовых сдвигов.

Поляризационные явления в рассеянии при высоких энергиях впервые рассматривались Лapidусом [87] и Хошизаки и Мачида [1] в простой модели диска. Было показано, что при отсутствии действительных частей фазовых сдвигов некоторые наблюдаемые величины обращаются в нуль. Наблюдение на опыте ненулевых значений, следовательно, может указывать на существование ненулевых действительных частей фазовых сдвигов. Рассмотрим задачу в более общем виде релятивистски и без использования модели диска. Амплитуда рассеяния разлагается по волновым функциям начального спинового состояния в виде

$$f_i = \sum_j M_{ij} \chi_j, \tag{41}$$

где  $\chi_j$  — одно из четырех спиновых состояний (одно синглетное и три триплетных);  $M$  — функция угла рассеяния и представляет собой матрицу  $4 \times 4$  в спиновом пространстве. Рассмотрим сначала поляризацию неполяризованного первоначально пучка, рассеиваемого на неполяризованной мишени, которая имеет вид

$$P = \langle \sigma_n \rangle_f = \text{Tr}(\rho_f \sigma_n) / \text{Tr}(\rho_f). \tag{42}$$

Здесь  $\sigma_n$  — компонента матрицы Паули, нормальная к плоскости рассеяния;  $\rho_f$  — матрица плотности  $4 \times 4$  для конечного состояния поляризации, связанная с начальной матрицей плотности

$$\rho_f = M \rho_i M^+. \tag{43}$$

Отметим, что для рассматриваемого рассеяния  $\rho_i$  представляет собой единичную матрицу, а  $\text{Tr}(MM^+)/4$  — дифференциальное сечение. Обозначив это сечение через  $I_0$ , получим

$$I_0 P = \text{Tr}(MM^+ \sigma_n) / 4, \tag{44}$$

что после взятия шпура приводит к выражению

$$I_0 P = \left( \frac{\sqrt{2}}{4} \right) \text{Im} \{ (M_{10} - M_{01})^* (M_{11} + M_{00} - M_{1-1}) \}, \tag{45}$$

где  $M_{ij}$  — элементы  $M$ -матрицы в триплетных состояниях; индексы 1, 0, -1 относятся к трем триплетным состояниям с  $S_z = 1, 0, -1$ , соответственно. Из соотношения (45) можно заклю-

чить, что 1) если амплитуда рассеяния не зависит от спина, то элементы  $M$ -матрицы, соответствующие переворачиванию спина ( $M_{10}$ ,  $M_{01}$  и  $M_{1-1}$ ), равны нулю, и поляризация обращается в нуль; 2) если действительные фазовые сдвиги отсутствуют, то амплитуда рассеяния, а также и  $M_{ij}$  становятся чисто мнимыми, и в этом случае поляризация также равна нулю. Следовательно, наблюдения ненулевых значений  $P$  прямо указывало бы на наличие спиновой зависимости и существование ненулевых действительных частей фазовых сдвигов  $\delta_{LJ}$  [88].

Как видно из предыдущего обсуждения, наблюдаемые величины вида  $\text{Im } A^* B$ , где  $A$  и  $B$  — линейные комбинации элементов  $M$ -матрицы, обращаются в нуль, если действительные части фазовых сдвигов равны нулю; они являются хорошими величинами для получения информации о действительных частях фазовых сдвигов. Величинами такого вида являются следующие параметры корреляции поляризации:  $C_{n\mu\nu}$ ,  $C'_{n\mu\nu}$ ,  $P_{\alpha\beta n}$  и  $P'_{\alpha\beta n}$ , которые включают, например, наблюдаемые величины  $C_{kp}^n$ ,  $C'_{kp}^n$  и т. д. Определение этих параметров приведено в работе [89]. Измерения их в области энергий несколько гигаэлектронвольт весьма желательны.

Для исследования спиновой зависимости амплитуды рассеяния полезными являются и измерения любых параметров тройного рассеяния. Если спиновой зависимостью полностью пренебречь, эти параметры для  $n-p$ -рассеяния примут значения

$$\left. \begin{aligned} D = 1; R = \cos(\theta - \theta_L); A = -\sin(\theta - \theta_L); \\ R' = -A; A' = R; \\ D_t = R_t = A_t = R'_t = A'_t = 0; \\ C_{nn} = C_{kp} = C_{kk} = C_{pp} = 0; \\ C_{kp}^n = C_{pk}^n = C_{pp}^n = C_{kk}^n = 0, \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

где  $\theta$  и  $\theta_L$  — углы рассеяния в системе центра инерции и лабораторной системе, соответственно. Для  $p-p$ -рассеяния угловые распределения этих параметров из-за принципа Паули имеют более сложный вид, но при отсутствии спиновой зависимости справедливы следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} R = D \cos(\theta - \theta_L); A = -D \sin(\theta - \theta_L); \\ R' = -A; A' = R; \\ C_{kp} = -C_{nn} \sin(\alpha + \alpha'); C_{pp} = C_{kk} = C_{nn} \cos(\alpha + \alpha'); \\ C_{pk}^n = -C_{kp}^n; C_{pp}^n = C_{kk}^n = C_{kp}^n \text{tg}(\alpha + \alpha'), \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

где  $\alpha = \theta/2 - \theta_L$ ;  $\alpha' = \theta'/2 - \theta'_L$ ;  $\theta'$  и  $\theta'_L$  — углы рассеяния частицы отдачи в системе центра инерции и лабораторной системе, соответственно. Любое отклонение измеренных на опыте величин от соотношений (46) или (47) явилось бы указанием на наличие спиновой зависимости амплитуды рассеяния.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

## Определение фазовых сдвигов в связанных состояниях

Для определения фазовых сдвигов в связанных по угловому моменту состояниях запишем матрицу упругого рассеяния в виде:

$$S = \exp(i\delta) X \exp(i\delta), \quad (\text{П.1})$$

где  $\delta$  — диагональная матрица  $2 \times 2$  с элементами  $\delta_{LJ} + i\chi_{LJ}$ . Введя параметр поглощения  $r_{LJ} = \exp(-2\chi_{LJ})$ , получим

$$\exp(i\delta) = \begin{pmatrix} r_-^{1/2} \exp(i\delta_-) & 0 \\ 0 & r_+^{1/2} \exp(i\delta_+) \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2})$$

где  $r_{\mp} = r_{J\mp 1}$ ,  $J$  и  $\delta_{\mp} = \delta_{J\mp 1}$ ,  $J$ . Величина  $X$  является симметричной матрицей  $2 \times 2$  которая описывает смешивание между состояниями с  $L = J - 1$  и  $L = J + 1$ . Матрица  $S$  — симметричная матрица  $2 \times 2$  и, следовательно, представляется шестью действительными параметрами, четыре из которых являются  $\delta_{\mp}$  и  $r_{\mp}$ . Остальные два параметра — это параметр смешивания и его фаза. Их можно ввести, записав недиагональные элементы матрицы  $X$  в виде  $i\rho_J \exp(i\varphi_J)$ . Диагональные элементы матрицы  $X$  определяются из требования, чтобы условие унитарности имело вид

$$S^+ S = \begin{pmatrix} r_-^2 & r_- r_+^J \\ r_+^{J*} & r_+^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.3})$$

Здесь  $r^J$  — некоторая функция  $r_{\pm}$ ,  $\rho_J$  и  $\varphi_J$ . Введем обозначения  $\rho = \rho_J$  и  $\varphi = \varphi_J$ . Тогда из выражений (П.1) ÷ (П.3) можно получить

$$X = \begin{pmatrix} (1 - (r_+/r_-) \rho^2)^{1/2} & i\rho \exp(i\varphi) \\ i\rho \exp(i\varphi) & (1 - (r_-/r_+) \rho^2)^{1/2} \end{pmatrix}; \quad (\text{П.4})$$

$$\begin{aligned} r^J &= i\rho (r_- r_+)^{1/2} \exp[i(\delta_- - \delta_+)] \times \\ &\times \{r_+ [1 - \rho^2 (r_-/r_+)]^{1/2} \exp(i\varphi) - r_- [1 - \rho^2 (r_+/r_-)]^{1/2} \exp(-i\varphi)\}. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Уравнения (П.1) — (П.4) показывают нашу параметризацию, использованную в тексте, в выражении (5). Физически соотношение (П.1) означает, что два состояния смешаны в той части взаимодействия, которая соответствует области сердцевины. Приведенная параметризация является обобщением параметризации Стэппа [18], используемой при энергиях ниже порога мезонообразования. В альтернативном способе параметризации, используемом в анализах, проводимых в Ливерморе [51],  $S$ -матрица записывается в виде

$$S = \begin{pmatrix} \cos \rho_- \cos 2\varepsilon \exp(2i\delta_-) & i \sin 2\varepsilon \exp[i(\delta_- + \delta_+ + \alpha)] \\ i \sin 2\varepsilon \exp[i(\delta_- + \delta_+ + \alpha)] & \cos \rho_+ \cos 2\varepsilon \exp(2i\delta_+) \end{pmatrix}. \quad (\text{П.6})$$

В этом определении условие унитарности не является столь простым, как в уравнении (П.3), так что поглощения зависят не только от  $\cos \rho_{\pm}$ , но и от параметра смешивания  $\varepsilon$ . Оба определения связаны соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \sin 2\varepsilon &= \rho (r_+ r_-)^{1/2}; \\ \cos \rho_+ &= r_+ \{ [1 - \rho^2 (r_-/r_+)] / (1 - \rho^2 r_+ r_-) \}^{1/2}; \\ \cos \rho_- &= r_- \{ [1 - \rho^2 (r_+/r_-)] / (1 - \rho^2 r_+ r_-) \}^{1/2}; \\ \alpha &= \varphi: \delta_- = \delta_-; \delta_+ = \delta_+. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.7})$$

Обратные соотношения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} r_+ &= (\cos^2 \rho_+ \cos^2 2\varepsilon + \sin^2 2\varepsilon)^{1/2}; \\ r_- &= (\cos^2 \rho_- \cos^2 2\varepsilon + \sin^2 2\varepsilon)^{1/2}; \\ \rho &= \sin 2\varepsilon / (r_+ r_-)^{1/2}; \\ \varphi &= \alpha; \delta_- = \delta_-; \delta_+ = \delta_+. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.8})$$

В вычислениях Амальди и др. [10] матрица поглощений  ${}^0R$  введена в соответствии с условием упругой унитарности, записанным в виде  $S^+S = 1 - {}^0R$ , где для связанных состояний

$${}^0R = \begin{pmatrix} {}^0R_{J-1, J} & {}^0R^J \\ {}^0R^{J*} & {}^0R_{J+1, J} \end{pmatrix}. \quad (\text{П.9})$$

Сравнивая (П.3) и (П.9), получаем следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} {}^0R_{J-1, J} &= 1 - r_-^2; \\ {}^0R_{J+1, J} &= 1 - r_+^2; \\ {}^0R^J &= r^J, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.10})$$

где  $r^J$  дается выражением (П.5).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### Сводка наборов фазовых сдвигов при энергиях выше 400 МэВ

Фазовые решения, имеющиеся в области энергий от 400 МэВ до 3 ГэВ, приведены в таблицах. Даются самые последние решения, полученные каждой группой \* (за исключением одного из недавних решений при энергии 660 МэВ, найденного в Дубне [50а]). Ранние решения здесь не приведены. Не указаны также решения МАW-1 и МАW-3 при энергии 630 МэВ [51], так как они послужили в качестве начальных наборов для получения соответственно решений МАW-2 и МАW-4, приведенных в таблицах.

Т а б л и ц а 1

Фазовые решения ( $T=1$ ) при энергиях 400—430 МэВ

Решение	JKL-1 [55]	MAW-2 [51]
$\chi^2$	79,2	92,6
Число точек	$83(p-p) + 29(n-p)$	96
Энергия, МэВ	400	425

\* В соответствии с этим при переводе решения KLPJ — 1,2 [61] и K-III [50] при энергии 630 МэВ заменены в табл. 3—5 последними решениями БГКК-II, III [93]; кроме того, в табл. 3 добавлено решение А, полученное в работе [96].— *Прим. ред.*



Продолжение табл. 1

Действительные части фазовых сдвигов, град

$^1S_0$	$-13,46 \pm 1,78$	$-19,35 \pm 2,05$
$^1D_2$	$12,81 \pm 0,52$	$10,91 \pm 1,36$
$^1G_4$	$2,21 \pm 0,28$	$1,42 \pm 0,51$
$^3P_0$	$-13,50 \pm 1,91$	$-18,19 \pm 2,68$
$^3P_1$	$-33,80 \pm 0,81$	$-34,63 \pm 1,40$
$^3P_2$	$18,20 \pm 0,50$	$17,18 \pm 1,30$
$\varepsilon_2$	$-1,11 \pm 0,69$	$-1,43 \pm 0,89$
$^3F_2$	$1,77 \pm 0,57$	$0,87 \pm 1,22$
$^3F_3$	$-2,55 \pm 0,43$	$-3,71 \pm 0,63$
$^3F_4$	$3,68 \pm 0,27$	$3,31 \pm 0,72$
$\varepsilon_4$		$-1,86 \pm 0,48$
$^3H_4$		$0,08 \pm 0,59$
$^3H_5$	ОРЕС	$-2,07 \pm 0,53$
$^3H_6$	↓	$0,35 \pm 0,35$
Параметры поглощения *		
$^1D_2$	$3,69 \pm 0,94$	23,46

\*  $r_{LJ} = \exp(-2\chi_{LJ}) = \cos \rho_{LJ}$ . В решении ЖКЛ-1 приводится значение  $\chi_2$ , а в решении МАУ-2 — значение  $\rho_2$ .

Таблица 2

Фазовые решения ( $T=0$ ) при энергиях 400—430 Мэв

Решение	ЖКЛ-1 [55]	МАУ-2 [62]
$\chi^2$	—	22,9
Число точек	—	30

Действительные части фазовых сдвигов, град

$^1P_1$	$-48,43 \pm 2,15$	$-39,44 \pm 3,64$
$^1F_3$	$-3,59 \pm 1,30$	$-6,01 \pm 0,55$
$^1H_5$	(ОРЕС)	(-2,19)ОРЕС
$^3S_1$	$3,42 \pm 3,68$	$8,13 \pm 2,90$
$\varepsilon_1$	$4,79 \pm 2,97$	$-4,85 \pm 2,61$
$^3D_1$	$-29,66 \pm 2,74$	$-41,41 \pm 2,90$
$^3D_2$	$12,44 \pm 2,96$	$8,65 \pm 3,74$
$^3D_3$	$-1,79 \pm 1,59$	$-1,31 \pm 1,69$
$\varepsilon_3$	$7,70 \pm 0,88$	$8,98 \pm 0,99$
$^3G_3$	$-0,66 \pm 1,77$	$1,18 \pm 1,21$
$^3G_4$	$3,90 \pm 0,88$	$0,39 \pm 3,02$
$^3G_5$	$-2,81 \pm 2,18$	$-1,45 \pm 1,13$

Таблица 3

Фазовые решения ( $T=1$ ) при энергиях 630—660  $Mэв$ \*

Решение	НН [32]	А-4 [49]	ВЗК-А [96]	БГКК-III [93]	МАН-2 [51]	МАН-4 [51]
$\chi^2$	31.1	93.4	75	198,5	204,8	195,7
Число точек	45	118	110	191 ( $pp + np$ )	169	169
Энергия, $Mэв$	660	657	640	630	630	630

## Действительные части фазовых сдвигов, град

$1S_0$	-32	-32,2±12,1	-23,3±3,9	-19,81±3,38	-20,68±9,44	-35,31±4,88
$1G_2$	10	4,9±6,0	11,2±3,1	5,24±1,58	9,04±7,17	3,73±5,16
$1D_2$	4,5	5,3±2,5	5,8±1,3	5,59±0,66	3,46±2,45	4,13±2,17
$3P_0$	-37	-37,6±15,5	-39,0±6,7	-20,69±2,74	-34,34±8,83	-57,51±1,84
$3P_1$	16	-31,6±5,8	-35,8±4,5	-29,95±2,19	-40,20±3,80	-61,25±1,43
$3P_2$	3	25,3±4,2	20,5±2,9	34,85±2,77	27,91±2,71	13,15±3,48
$\epsilon_2$	-4	-2,1±5,4	-3,1±2,1	-3,00±0,89	-1,13±2,65	-2,92±2,49
$3F_2$	3,5	-0,6±7,8	-5,4±2,2	-4,20±0,60	-0,23±3,28	-6,50±2,81
$3F_3$	3	2,5±7,0	4,6±2,3	0,69±0,77	2,99±1,89	-0,09±2,77
$3F_4$	3	-2,8±1,0	-2,8±0,8	3,64±0,81	4,76±1,59	-2,91±1,69
$\epsilon_4$	-5	-4,8±1,8	-2,9±1,1	0,76±0,76	-1,50±1,23	-2,59±1,08
$3H_1$	0,75	-1,2±1,8	-1,5±1,3	-2,15±0,60	4,39±0,99	-0,18±1,47
$3H_5$	-1,25	-2,6±1,3	1,3±0,9	-3,21±0,79	0,18±0,95	2,09±1,47
$3H_6$	0,75	-0,1±0,8	1,1±0,5	-2,77±0,45	2,33±0,53	0,53±0,17
Параметры поглощения 2*						
$1S_0$	(1,0)	(1,0)	(0,0)	(0,0)	(0,0)	(0,0)
$1D_2$	0,64	0,66±0,04	7,3±0,6	10,96±2,56	42,6	37,8
$1G_2$	(1,0)	(1,0)	(0,0)	(0,0)	(0,0)	28,7
$3P_0$	0,98	0,79±0,19	0,7±4,9	(0,0)	(0,0)	12,8
$3P_1$	0,98	1,18±0,37	6,8±4,5	(0,0)	(0,0)	54,5
$3P_2$	0,90	0,79±0,24	2,4±2,0	5,37±1,52	34,2	17,0
$\epsilon_2$	(0,0)	(0,0)	(0,0)	(0,0)	(0,0)	-76,0
$3F_2$	0,90	0,95±0,10	7,2±2,0	0,57±1,07	38,4	24,0
$3F_3$	0,68	0,64±0,08	5,6±1,7	2,32±1,52	25,0	13,5
$3F_4$	(1,0)	(1,0)	(0,0)	4,44±0,73	(0,0)	(0,0)

\* Приведенные погрешности фазовых сдвигов, вычисленные из матрицы ошибок, не всегда точно отражают неоднозначность в фазовых решениях [51].

2\*  $\Gamma_{LJ} = \exp(-\chi_{LJ}) = \cos \rho_{LJ}$ . Значения  $\Gamma_{LJ}$  приводятся в решениях НН [32] и А-4 [49]; в решениях ВЗК-А [96] и БГКК-III [93] указаны величины  $\chi_{LJ}$ , а в решениях МАН-2 и МАН-4 [51] — величины  $\rho_{LJ}$ , которые для несвязанных состояний определяются приведенным выше соотношением, а для связанных состояний — уравнением (II.6) Приложения 1.

Таблица 4

Фазовые решения ( $T=0$ ) при энергии 630 Мэв \*

Решение	БГКК-III [93]	MAW-A [62]
$\chi^2$	198,5	115,1
Число точек	191 ( $pp + np$ )	77

Действительные части фазовых сдвигов, град

$^1P_1$	$-27,30 \pm 5,39$	$-26,38 \pm 6,95$
$^1F_3$	$-6,36 \pm 2,06$	$-12,56 \pm 1,90$
$^1H_5$	$-6,24 \pm 1,44$	$2,20 \pm 1,99$
$^3S_1$	$-17,40 \pm 5,44$	$-8,03 \pm 7,68$
$\varepsilon_1$	$9,48 \pm 5,15$	$7,81 \pm 3,34$
$^3D_1$	$-27,30 \pm 2,41$	$-29,94 \pm 2,83$
$^3D_2$	$22,53 \pm 3,16$	$15,80 \pm 2,57$
$^3D_3$	$-8,87 \pm 1,82$	$1,64 \pm 1,15$
$\varepsilon_3$	$9,79 \pm 1,70$	$14,99 \pm 0,83$
$^3G_3$	$-6,13 \pm 2,17$	$-4,41 \pm 2,10$
$^3G_4$	$6,02 \pm 1,36$	$2,55 \pm 2,17$
$^3G_5$	$-7,02 \pm 1,17$	$-6,87 \pm 1,30$
$\varepsilon_5$	(OPEC)	$8,45 \pm 0,79$

\* См. первое примечание к табл. 3.

Таблица 5

Фазовые решения типа решения 2 («ложные») при энергии 630 Мэв \*

Решение	БГКК-II [93]	MAW-B [62]
$\chi^2$	248,3	114,5
Число точек	191 ( $pp + np$ )	77

Продолжение табл. 5

Действительные части фазовых сдвигов, град

$1P_1$	$-39,66 \pm 10,49$	$-18,54 \pm 3,43$
$1F_3$	$2,19 \pm 2,69$	$6,88 \pm 1,86$
$1H_5$	$-2,54 \pm 0,94$	$(-2,53)_{\text{ОРЕС}}$
$3S_1$	$-6,01 \pm 7,43$	$-13,89 \pm 3,65$
$\varepsilon_1$	$20,67 \pm 4,91$	$19,07 \pm 1,58$
$3D_1$	$32,82 \pm 10,11$	$20,08 \pm 3,06$
$3D_2$	$21,00 \pm 4,36$	$17,41 \pm 2,34$
$3D_3$	$0,15 \pm 2,77$	$4,80 \pm 1,04$
$\varepsilon_3$	$8,68 \pm 3,14$	$14,78 \pm 1,28$
$3G_3$	$1,41 \pm 2,15$	$-3,78 \pm 1,34$
$3G_4$	$1,10 \pm 2,24$	$10,33 \pm 1,23$
$3G_5$	$-1,90 \pm 1,12$	$-5,33 \pm 0,79$
$\varepsilon_5$	(ОРЕС)	$(5,02)_{\text{ОРЕС}}$

\* См. первое примечание к табл. 3.

Таблица 6  
Фазовые решения ( $T=1$ ) при энергии 970 Мэв \*

Решение	НК—а	НК—b	НК—а	НК—b
$\chi^2$	51,8	40,7	—	—
Число точек	60	60	—	—
Действительные части фазовых сдвигов, град			Параметры поглощения	
$1S_0$	-50,8	-36,6	0,727	0,433
$1D_2$	16,0	10,5	0,379	0,777
$1G_4$	(4,50)ОВЕ	—	(0,919)ОРЕ	—
$1I_6$	(0,669)ОВЕ	—	(0,986)ОРЕ	—
$3P_0$	-65,9	-46,5	1,00	0,561
$3P_1$	-48,6	-75,1	0,807	0,900
$3P_2$	23,4	21,0	0,744	0,613
$\rho_2, \varphi_2^+$	0,083	0,272	-2,13 <sup>+</sup>	51,4 <sup>+</sup>
$3F_2$	-4,62	-8,09	0,512	0,467
$3F_3$	(-7,73)ОВЕ	—	(0,725)ОРЕ	—
$3F_4$	(6,50)ОВЕ	—	(0,993)ОРЕ	—
$\rho_4, \varphi_4^+$	(-0,079)ОВЕ	—	(0,0) <sup>+</sup>	—
$3H_4$	(1,10)ОВЕ	—	(0,984)ОРЕ	—
$3H_5$	(-2,00)ОВЕ	—	(0,955)ОРЕ	—
$3H_6$	(2,40)ОВЕ	—	(0,998)ОРЕ	—

\* Параметр смешивания  $\rho_j$  и его фаза  $\varphi_j$  определяются соотношением (5) в тексте. Значения  $\varphi_j$  даны в градусах.

Таблица 7

Фазовые решения ( $T=1$ ) при энергиях 2 и 2,85 Гэв

Энергия, Гэв	2			2,85		
	Н—а	Н—а'	Н—b	Н—А	Н—А'	Н—А''
$\chi^2$	26,0	25,4	28,2	59,8	53,6	52,9
Число точек	28	28	28	62	62	62

Действительные части фазовых сдвигов, град

$^1S_0$	-73,3	-105,1	-70,0	-66,8	-136,5	-120,0
$^1D_2$	-27,9	29,2	-19,0	-45,5	44,3	46,0
$^3P_0$	-62,6	-142,1	-54,4	-168,3	-143,2	-176,0
$^3P_1$	-60,8	-61,6	-61,2	-63,4	-30,3	-63,3
$^3P_2$	5,1	16,9	-2,8	-16,4	10,1	-15,9
$\varepsilon_2$	16,9	23,4	25,2	19,0	30,1	20,0
$^3F_2$	-31,7	-12,0	-63,6	-28,8	0,5	-25,6
$^3F_3$	0,0	7,3	-0,5	-6,7	-12,8	-8,0
$^3F_4$	-2,3	4,7	0,0	5,7	4,1	4,3
Параметры поглощения *						
$L_0$	1,97	2,24	0,52	2,20	2,54	2,27
$\gamma$	2,83	2,79	3,79	3,71	3,10	3,53
$c$	1,54	1,32	-0,01	0,58	-0,03	0,31

\* Параметры поглощения  $\gamma$  ( $L$ ) можно вычислить из  $L_0$  и  $\gamma$ , используя соотношение (22). Значения параметра  $A$  в уравнении (22), которые определяются из сечения неупругого рассеяния, составляют 0,854; 0,794; 0,989; 0,793; 0,883; 0,827 для решений  $a$ ,  $a'$  и  $b$  при 2 Гэв и  $A$ ,  $A'$  и  $A''$  при 2,85 Гэв соответственно.

ЛИТЕРАТУРА\*

1. Hoshizaki N., Machida S. Progr. Theoret. Phys., 1963, 29, 44.
2. Hoshizaki N., Machida S. Prog. Theor. Phys., 1963, 29, 49.
3. Mandelstam S. Proc. Roy. Soc., 1958, A244, 491.
4. Hoshizaki N. Prog. Theor. Phys., 1963, 29, 321.
5. Nama Y., Hoshizaki N. Prog. Theor. Phys., 1964, 31, 615, 1162.
6. Зилькарнеев Р. Я., Силин И. Н. Phys. Lett., 1963, 3, 265; ЖЭТФ, 1963, 45, 664.
7. Nama Y., Hoshizaki N. Prog. Theor. Phys., 1965, 34, 584.
8. Однобозонная обменная модель подробно рассматривается в обзоре Ogawa S. e. a. Progr. Theor. Phys., Suppl., 1967, No. 39, 140.
9. Nama Y. Prog. Theor. Phys., 1966, 35, 261.

\* Литература [90—108] добавлена при переводе.— Прим. ред.

10. Amaldi U., Jr., Biancastelli R., Francaviglia S. Nuovo cimento, 1967, 47, 85.
11. Hoshizaki N. Rev. Mod. Phys., 1967, 39, 700.
12. Arndt R. A. Rev. Mod. Phys., 1967, 39, 710.
13. Higuchi Y., Machida S. Progr. Theoret. Phys., 1966, 36, 313.
- 13a. Hama M., Kawaguchi M. Progr. Theoret. Phys., 1966, 36, 1154.
14. Taketani M., Nakamura S., Sasaki M. Progr. Theoret. Phys., 1951, 6, 581.
15. Iwadare J. e. a. Progr. Theoret. Phys., Suppl., 1956, No. 3, 32.
16. Cziffra P. e. a. Phys. Rev., 1959, 114, 880; 1959, 116, 1248.
17. Jastrow R. Phys. Rev., 1951, 81, 165.
18. Chamberlain O. e. a. Phys. Rev., 1957, 105, 288; Stapp H. P., Ypsilantis T. J., Metropolis N. Phys. Rev., 1957, 105, 302.
19. Hamada T., Johnston I. D. Nucl. Phys., 1962, 34, 382.
20. Perring J. K. Nucl. Phys., 1963, 42, 306; Signell P., Marker D. L. Phys. Rev., 1964, 134, B365; Signell P. Phys. Rev., 1964, 135, B1344.
21. Nisimura K. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1967, No. 39, 286.
22. MacGregor M. H., Arndt R. A. Phys. Rev., 1965, 139, B362.
23. Breit G. e. a. Phys. Rev., 1960, 120, 2227; Hull M. H. e. a. Phys. Rev., 1961, 122, 1606.
24. Stapp H. P., Noyes H. P., Moravcsik M. J. Proc. of 1960 Int. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, N.Y., 1960, p. 128; Proc. of 1962 Int. Conf. on High Energy Phys. at CERN, Geneva, 1962, p. 131.
25. MacGregor M. H., Arndt R. A., Wright R. M. Phys. Rev., 1968, 169, 1128.
26. Tamagaki R., Watari W. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1967, No. 39, 23.
27. Hoshizaki N. e. a. Prog. Theor. Phys., 1962, 27, 1199.
28. Sawada S. e. a. Prog. Theor. Phys., 1962, 28, 991.
29. Sawada S. e. a. Prog. Theor. Phys., 1964, 32, 380.
30. Сороко Л. М. ЖЭТФ, 1958, 35, 276.
31. Ажгирей Л. С. и др. Phys. Lett., 1963, 6, 196; ЖЭТФ, 1963, 45, 1174.
32. Нама Y., Hoshizaki N. Prog. Theor. Phys., 1964, 31, 609.
33. Казаринов Ю. М., Симонов Ю. Н. «Ядерная физика», 1966, 4, 139.
34. Rushbrooke J. G. e. a. Nuovo cimento, 1964, 33, 1509.
35. Гужавин В. и др. ЖЭТФ, 1964, 46, 1245.
36. Марш К. С., Сороко Л. М. ЖЭТФ, 1961, 40, 605.
37. Вовченко В. Г. «Ядерная физика», 1966, 3, 1101.
38. Batson A. P. e. a. Proc. Roy. Soc., 1959, A251, 218.
39. Данные по сечению: Hess W. N. Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 368 (Сводка данных, полученных до 1958 г.); Гужавин В. и др. ЖЭТФ, 1964, 47, 1228.
40. Данные по поляризации: Мещеряков М. Г., Нурушев С. Б., Столетов Г. Д. ЖЭТФ, 1957, 33, 37; Ажгирей Л. С. и др. «Ядерная физика», 1965, 2, 892; Phys. Letters, 1965, 18, 203.
41. Данные по деполаризации: Кумекин Ю. П. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 1451.
42. Параметр  $C_{\text{пл}}$ : Головин Б. М. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, 83; 1963, 44, 142.
43. Параметр  $C_{\text{ср}}$ : Никаноров В. И. и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 1209.
44. Параметр  $R$ : Кумекин Ю. П. и др. ЖЭТФ, 1962, 43, 1665.
45. Параметр  $A$ : Кумекин Ю. П. и др. ЖЭТФ, 1964, 46, 50.
46. Быстрицкий И., Зулькарнеев Р. Я. ЖЭТФ, 1963, 45, 1169.
47. Ажгирей Л. С. и др. ЖЭТФ, 1964, 46, 1074.
48. Ажгирей Л. С. и др. «Ядерная физика», 1965, 2, 892.
49. Ажгирей Л. С. «Ядерная физика», 1966, 4, 1248.
50. Kazarinov Yu. M. Rev. Mod. Phys., 1967, 39, 706.
- 50a. Головин Б. М. и др. «Ядерная физика», 1967, 6, 804.
51. MacGregor M. H., Arndt R. A., Wright R. M. Phys. Rev., 1968, 169, 1149.
52. Hoshizaki N., Machida S. Prog. Theor. Phys., 1963, 30, 575.
53. Ажгирей Л. С. ЖЭТФ, 1963, 45, 1988; «Ядерная физика», 1965, 1, 876.
54. Roth R. e. a. Phys. Rev., 1965, 140, B1533.
- 54a. Limon P. e. a. Phys. Rev., 1968, 169, 1026.

55. Janout Z., Kazarinov Yu. M., Lehar F. Report No. E-2743, Dubna, 1966.
56. Данные по пинообразованию: Barnes V. E. e. a. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, 288.
57. Дифференциальное сечение: McFarlane W. K. e. a. Nuovo cimento, 1963, 28, 943; Dowell e. a. Nuovo cimento, 1960, 18, 818; Dowell e. a. Phys. Lett., 1964, 12, 252.
58. Поляризация: Homer e. a. Nuovo cimento, 1962, 23, 690.
59. Поляризация и  $C_{\pi\pi}$ : Cozzika e. a. Phys. Rev., 1967, 164, 1672.
- 59a. Hoshizaki N., Katoda T. Prog. Theor. Phys., 1969, 42, 815, 826.
60. Казаринов Ю. М., Киселев В. С. ЖЭТФ, 1964, 46, 797.
61. Казаринов Ю. М. и др. «Ядерная физика», 1966, 4, 567; Казаринов Ю. М. и др. «Ядерная физика», 1967, 5, 140.
62. MacGregor M. H., Arndt R. A., Wright R. M. UCRL-70075 (Part IX), 1968.
63. Ferrari E., Selleri F. Nuovo cimento, 1961, 21, 1020; Nuovo cimento, Suppl., 1962, No. 24, 453.
64. Amaldi U., Jr. Rev. Mod. Phys., 1967, 39, 649.
65. Francaviglia S. Prog. Theor. Phys., 1968, 39, 676.
66. См. также § 6 работы [8].
67. Levinson N. Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd., 1949, 25, No. 9.
68. Nama Y., Hoshizaki N. Prog. Theor. Phys., 1965, 34, 455.
69. Jauch J. M. Helv. Phys. Acta, 1957, 30, 143; Ida M. Prog. Theor. Phys., 1959, 21, 625; Vaughn M. T., Aaron R., Amado R. D. Phys. Rev., 1961, 124, 1258.
- 69a. Hartle J. B., Jones C. E. Ann. Phys., 1966, 38, 348.
70. Taketani M., Machida S., Onuma S. Prog. Theor. Phys., 1951, 6, 638.
71. Cork B., Wenzel W. A., Causey C. W. Phys. Rev., 1957, 107, 859.
72. Fujii e. a. Phys. Rev., 1962, 128, 1836; Fickinger W. J. e. a. Phys. Rev., 1962, 125, 2082.
73. Vareyre e. a. Nuovo cimento, 1961, 20, 1049.
74. Neal H. A., Longo M. J. Phys. Rev., 1967, 161, 1374.
75. Данные по дифференциальному сечению упругого рассеяния: Preston W. M., Wilson R., Street I. C. Phys. Rev., 1960, 118, 579; Smith e. a. Phys. Rev., 1961, 123, 2160; Fujii e. a. Phys. Rev., 1962, 128, 1836; Melissions e. a. Phys. Rev., 1962, 128, 2373; Азимов С. А. и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 430; Данные по сечению неупругого рассеяния: Fowler e. a. Phys. Rev., 1956, 103, 1480; Longo M. J., Moyer B. J. Phys. Rev., 1962, 125, 701; данные по поляризации; Grannis e. a. Phys. Rev., 1966, 148, 1297.
76. Tamagaki R. Prog. Theor. Phys., 1968, 39, 91 и частное сообщение.
77. Otsuki S., Tamagaki R., Wada M. Prog. Theor. Phys., 1964, 32, 220.
78. Machida S. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1967, No. 39, 91 (гл. 2).
79. Tamagaki R., Wada M., Watari W. Prog. Theor. Phys., 1964, 31, 623. См. также § 4 работы [26].
80. Chew G. F. Частное сообщение.
- 80a. Tripp R. D. Proc. of the Intern. Shool of Physics Enrico Fermi XXXIII, 1963, p. 70.
81. Borghini e. a. Phys. Lett., 1967, 24B, 77.
82. Bellettini e. a. Phys. Lett., 1965, 14, 164.
83. Foley K. J. e. a. Phys. Rev. Lett., 1965, 14, 74.
84. Orear J. Phys. Lett., 1964, 13, 190.
85. Taketani M. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1967, No. 39, 1.
86. Otsuki S. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1968, No. 42, 39.
87. Лапидус Л. И. ЖЭТФ, 1958, 34, 1148.
88. См. также приложение работы [77].
89. Hoshisaki N. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1968, No. 42, 107.
90. MacGregor M. H., Arndt R. A., Wright R. M. Phys. Rev., 1969, 182, 1714.
91. Зилькарев Р. Я. и др. «Ядерная физика», 1967, 6, 995.
92. Зилькарев Р. Я., Надеждин В. С., Сатаров В. И. «Ядерная физика», 1970, 11, 178.

93. Биленькая С. И. и др. ЖЭТФ, 1970, 59, 1049.
94. Глонти Л. Н., Казаринов Ю. М., Хаятов М. Р. Препринт ОИЯИ Р1-5743, Дубна, 1971.
95. Зулъкарнеев Р. Я. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-4155, Дубна, 1968.
96. Вовченко В. Г., Зулъкарнеев Р. Я., Киселев В. С. ЖЭТФ, 1970, 58, 825.
97. MacGregor M. H. Материалы I Международного совещания по  $N - N$ - и  $\pi - N$ -взаимодействиям. Дубна, Р1-3971, 1968, с. 95.
98. Vilenkaya S. I. e. a. Nucl. Phys., 1969, B13, 375.
99. Глонти Л. Н. и др. Препринт ОИЯИ Р1-5737, Дубна, 1971.
100. Казаринов Ю. М. и др. «Ядерная физика», 1968, 7, 340.
101. Глонти Л. Н. и др. «Ядерная физика», 1968, 7, 1060.
102. Razman A. Preprint JINR E5-3775, Dubna, 1968; Razman A. e. a. Czech. J. Phys., 1969, B19, 882.
103. Ажгирей Л. С., Чижиков В. И. Препринт ОИЯИ Р2-4937, Дубна, 1970.
104. Ажгирей Л. С., и др. «Ядерная физика», 1971, 13, 581.
105. Ажгирей Л. С., Чижиков В. И. Препринт ОИЯИ Р-2584, Дубна, 1966.
106. Ажгирей Л. С., Чижиков В. И. «Ядерная физика», 1967, 5, 405.
107. Ажгирей Л. С., Чижиков В. И. Препринт ОИЯИ Р2-3188, Дубна, 1967.
108. Azhgirey L. S., Chizhikov V. I. Preprint JINR E1-3420, Dubna, 1967.