

ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

М. М. Макаров

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР, Гатчина

Рассмотрены экспериментальные данные, в которых были получены указания на существование дибарионных резонансов. Обсуждаются результаты экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию $NN \rightarrow NN$, $NN \rightarrow NN\pi$, фоторасщеплению дейтрона $\gamma d \rightarrow np$, $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$, $\gamma d \rightarrow \pi NN$, взаимодействию пионов с дейтронами $\pi d \rightarrow \pi NN$, $\pi d \rightarrow \pi d$, $\pi d \rightarrow pp$. Особо рассматривается вопрос о нерезонансной интерпретации экспериментальных данных.

There are observed all the date where any notation of the existance dibaryon resonances is shown. The results of the experiments on nucleon-nucleon scattering ($NN \rightarrow NN$, $NN \rightarrow NN\pi$), photodesintegration of deuterons ($\gamma d \rightarrow np$, $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$, $\gamma d \rightarrow \pi NN$) and pion-deuteron interactions ($\pi d \rightarrow \pi NN$, $\pi d \rightarrow \pi d$, $\pi d \rightarrow pp$) are discussed. Special attention is played on nonresonant interpretation of the date.

ВВЕДЕНИЕ

Последние семь лет в физике промежуточных энергий не прекращается интерес к проблемам дибарионных резонансов (на Рочестерской конференции в Токио в 1978 г. для таких резонансов было принято наименование B^2). Этот интерес существует не только благодаря тому, что обнаружено новое явление в, казалось бы, так хорошо изученной нуклон-нуклонной системе. Дело в том, что проблема дибарионных резонансов оказывается тесно связанной с кварковой структурой адронов. Одно из наиболее вероятных решений этой проблемы находится в кварк-глюонной модели мешков, и именно в модели мешков были сделаны [1, 2] предсказания дибарионных резонансов с массами более 2,1 ГэВ. Совсем недавно была предложена динамическая модель связанных адронных и кварковых каналов [3], в которой показано, насколько важны мешковые состояния для динамики NN -взаимодействий. Если учесть, что кварковая природа строения адронов и ядер почти не вызывает сомнения, становится ясным и закономерным растущий интерес к проблеме дибарионных резонансов.

В настоящем обзоре рассматриваются экспериментальные работы, в которых получены указания на существование дибарионных резонансов. Экспериментальные данные расположены в трех разделах в зависимости от того, в каких экспериментах они получены: в нуклон-нуклонном рассеянии, в фоторасщеплении дейтрона, при взаимодействии пионов с дейтронами. В четвертом разделе рассматри-

ваются различные интерпретации экспериментальных данных. В заключении коротко обсуждаются экспериментальные критерии для отличия резонансов от псевдорезонансов.

В обзор вошли работы, опубликованные в основном до июня 1982 г. Совсем новые результаты, опубликованные во время подготовки рукописи к печати, представлены в конце соответствующих параграфов.

1. НУКЛОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Полные сечения. Прежде чем обсуждать эффекты проявления дибарионных резонансов в полных сечениях нуклон-нуклонного рассеяния, рассмотрим, как выражаются полные сечения σ , разности между полными сечениями для антипараллельных и параллельных спиновых состояний $\Delta\sigma_L$, $\Delta\sigma_T$ в терминах спиральных и парциально-волновых амплитуд. В спиральных амплитудах

$$\sigma = \frac{1}{2} [\sigma(\rightleftharpoons) + \sigma(\rightarrow)] = \frac{2\pi}{k} \operatorname{Im} [\Phi_1(0) + \Phi_3(0)], \quad (1)$$

$$\Delta\sigma_L = \sigma(\rightleftharpoons) - \sigma(\rightarrow) = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} [\Phi_1(0) - \Phi_3(0)], \quad (2)$$

$$\Delta\sigma_T = \sigma(\updownarrow) - \sigma(\up\uparrow) = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} \Phi_2(0), \quad (3)$$

где k — импульсы в с.ц.м., а Φ — спиральные амплитуды:

$$\Phi_1 = \langle ++ | \Phi | ++ \rangle, \quad (4)$$

$$\Phi_2 = \langle ++ | \Phi | -- \rangle, \quad (5)$$

$$\Phi_3 = \langle +- | \Phi | +- \rangle. \quad (6)$$

В терминах парциально-волновых амплитуд выражения для сечений выглядят так:

$$\sigma(\rightleftharpoons) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J \operatorname{Im} \{ (2J+1) R_J + (J+1) R_{J+1, J} + J R_{J-1, J} + 2 [J(J+1)]^{1/2} R^J \}, \quad (7)$$

$$\sigma(\rightarrow) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J \operatorname{Im} \{ (2J+1) R_{JJ} + (J+1) R_{J-1, J} + J R_{J+1, J} + 2 [J(J+1)]^{1/2} R^J \}, \quad (8)$$

$$\Delta\sigma_L = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J \operatorname{Im} \{ (2J+1) (R_J - R_{JJ}) + R_{J+1, J} - R_{J-1, J} + 4 [J(J+1)]^{1/2} R^J \}, \quad (9)$$

$$\Delta\sigma_T = -\frac{4\pi}{k^2} \sum_J \operatorname{Im} \{ -(2J+1) R_J + (J+1) R_{J+1, J} + J R_{J-1, J} + 2 [J(J+1)]^{1/2} R^J \}, \quad (10)$$

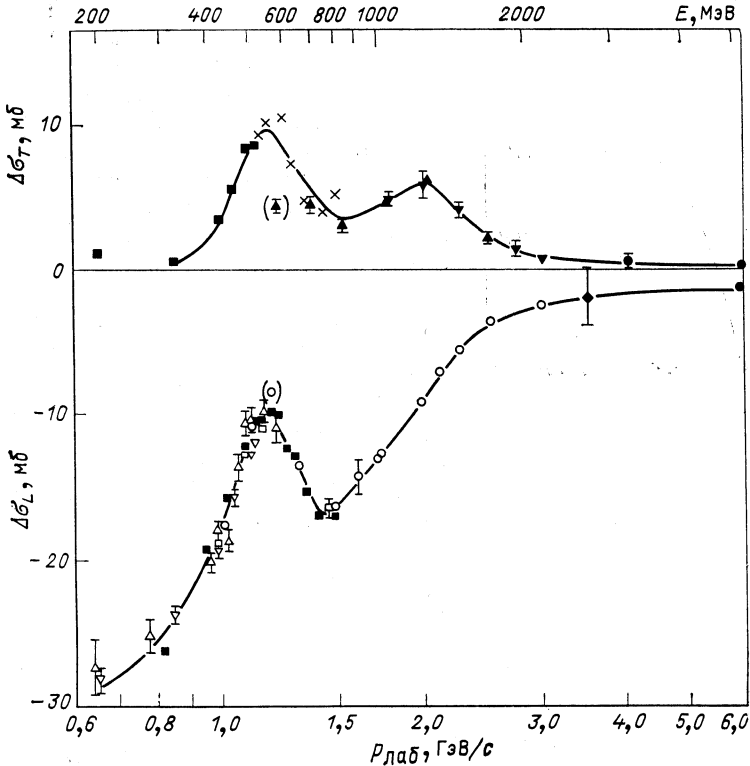


Рис. 1. Разности полных сечений в чистых спиновых состояниях

где R_{JJ} и $R_{J\pm 1, J}$ — спиновые триплетные парциально-волновые амплитуды с $J = L$, нечетные, и с $J = L \pm 1$, четные соответственно; R^J — смешанный член $L = J \pm 1$ состояний; R_J — спиновый синглет с $J = L$ — четное.

Наиболее четкое указание на наличие эффектов в двухпротонной системе было получено из измерений разности сечений в чистых спиновых состояниях $\Delta\sigma_L$ [4–8], $\Delta\sigma_T$ [6, 9, 10]. На рис. 1 представлены результаты этих измерений: имеется глубокий минимум при 1,5 ГэВ/с и максимум при 1,2 ГэВ/с в энергетической зависимости $\Delta\sigma_L$ и два максимума при 1,2 и 2,0 ГэВ/с в энергетической зависимости $\Delta\sigma_T$. Характерно, что структур нет в энергетической зависимости усредненных по спину полных сечений (рис. 2). Но если рассмотреть, например, продольные сечения с параллельно и антипараллельно направленными спинами, то оказывается, что структура при 1,5 ГэВ/с имеется в зависимости от энергии сечения $\sigma(\rightarrow)$, но не $\sigma(\rightleftharpoons)$. Из выражений (7) и (8) видно, что парциальной волной, характеризующей параллельное сечение и отсутствующей в анти-

параллельном сечении, является волна R_{JJ} . Таким образом, резонанс, если он ответствен за структуру при 1,5 ГэВ/с, может быть в состояниях 3P_1 , 3F_3 и т. д. Его масса, соответствующая энергии,

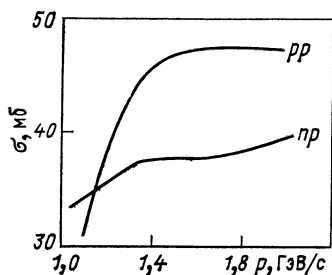


Рис. 2. Полные сечения pp - и pp -взаимодействий

при которой обнаружен эффект в $\Delta\sigma_L$, равна приблизительно 2,26 ГэВ и ширина около 200 МэВ. Из выражения (2) видно, что величина $\Delta\sigma_L$ имеет малый фон из-за сокращения фонов $\text{Im } \Phi_1(0)$ и $\text{Im } \Phi_3(0)$, в отличие от σ , поэтому структура видна явно в $\Delta\sigma_L(p)$, но не в $\sigma(p)$.

Максимум при 1,2 ГэВ/с, обнаруживающийся в энергетической зависимости и $\Delta\sigma_L$, и $\Delta\sigma_T$, как следует из (9) и (10), обусловлен спиновым синглетом. Также спиновым синглетом может быть обусловлен максимум в $\Delta\sigma_T$ при 2,0 ГэВ/с. Таким образом, при 1,2 ГэВ/с (масса 2,15 ГэВ) и 2,0 ГэВ/с (масса 2,45 ГэВ) резонанс может быть в состояниях 1S_0 , 1D_2 , 1G_4 и т. д.

Триплетные структуры можно ожидать в энергетической зависимости разности ($\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$). Как следует из рис. 3, при 2,0 ГэВ/с (масса 2,45 ГэВ) имеется еще одна триплетная структура, в дополнение к уже известной при 1,5 ГэВ/с, показанной точечной кривой на том же рисунке. Разность

$$\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L \sim (2J + 1) \text{Im } R_{JJ} - (J + 2) \text{Im } R_{J+1,J} - (J - 1) \text{Im } R_{J-1,J} \quad (11)$$

и, следовательно, резонанс может быть только в состоянии R_{JJ} , так как только член с R_{JJ} имеет положительный знак в ($\Delta\sigma_T - \Delta\sigma_L$). Возможно, этот резонанс объясняет несимметричность пика в $\sigma(\pi\pi)$ при 1,5 ГэВ/с, что видно из рис. 4.

Значение $\Delta\sigma_L$ особенно тщательно измерялось при энергиях 200—800 МэВ в экспериментах, выполненных на мезонных фабриках в Лос-Аламосе [4], на ускорителях СИН [5], ТРИУМФ [6]. Цель этих экспериментов — проверка результатов [7] опытов в Аргоннской национальной лаборатории (АНЛ), в которых впервые были обнаружены структуры в $\Delta\sigma_L$, и поиск новых узких структур, существование которых предполагалось в ряде работ [11, 12] (шаг по энергетической шкале в экспериментах составлял 20—40 МэВ). Ранее обнаруженные структуры при энергиях 600 МэВ (масса 2,15 ГэВ) и 800 МэВ (масса около 2,24 ГэВ) были подтверждены, и они интерпретировались как указание на существование 1D_2 и 3F_3 дибарионных резонансов. То, что наблюдаемые структуры связаны именно с этими парциальными волнами, можно увидеть из рис. 5, где резуль-

таты измерения $\Delta\sigma_L$ представлены в сравнении с данными фазового анализа [13], из которого исключены амплитуды 1D_2 и 3F_3 . Другой результат этих экспериментов — отсутствие узких структур, хотя из этого нельзя утверждать, что между областями 1D_2 и 3F_3 нет резонансов, так как две или более парциальных волн могут давать взаимно сокращаемые в $\Delta\sigma_L$ вклады.

Значение $\Delta\sigma_L$ было измерено также в pd -рассеянии [14]. Это дало возможность получить разность между изоскалярными нуклон-нуклонными сечениями $\Delta\sigma_L(T=0) = 2\Delta\sigma_L(pd) - 3\Delta\sigma_L(pp)$, хотя при этом необходимо учесть глауберову поправку и некоторые другие эффекты [14]. Результат для $\Delta\sigma_L(T=0)$ представлен на рис. 6 — имеется четкий максимум около 1,5 ГэВ/с, что дает возможность предположить существование изоскалярного диварионного резонанса. Следует отметить, что в той же области импульсов наблюдаются изменение характера энергетической зависимости полных сечений np -рассеяния — плечо около 1,4 ГэВ/с [15] (см. рис. 2) и структура в энер-

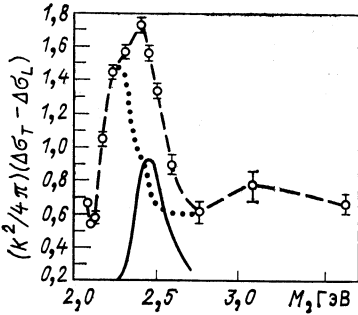


Рис. 3. Триплетная структура при массе 2,45 ГэВ (пунктирная кривая — из данных $\Delta\sigma_L$)

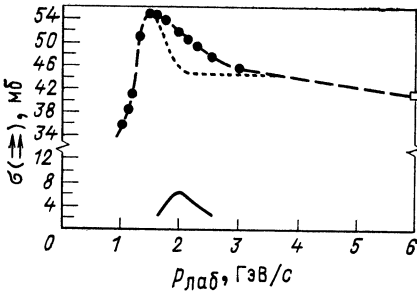


Рис. 4. Разложение $\sigma(\rightarrow\rightarrow)$ (с пиками при 1,5 и 2 ГэВ/с)

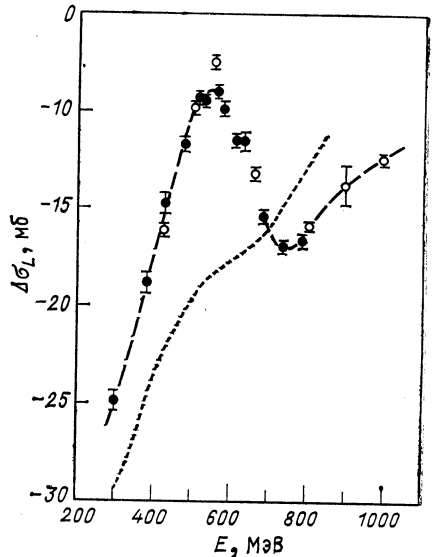


Рис. 5. Результаты измерения $\Delta\sigma_L$ в pp -рассеянии. Точечная кривая — из данных фазового анализа [13] без учета 1D_2 - и 3F_3 -состояний

гетической зависимости дифракционного пика для *pp*-рассеяния вперед [16] (рис. 7).

Совсем недавно опубликованы результаты эксперимента [17], предпринятого для поиска резонансных структур в полном сечении *pp*-взаимодействий. На мезонной фабрике в Лос-Аламосе полное

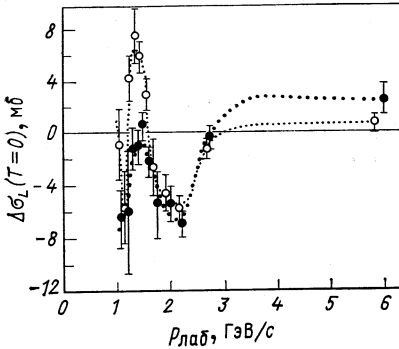


Рис. 6. Результаты измерения $\Delta\sigma_T$ ($T = 0$):
● — окончательный результат; ○ — предварительный

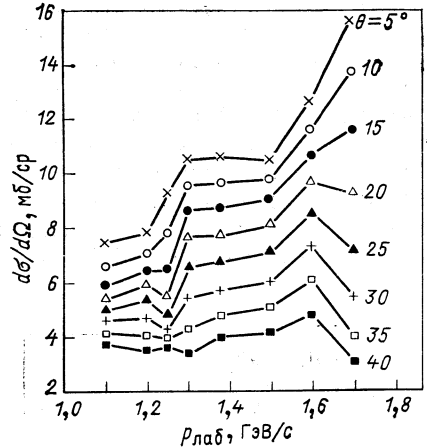


Рис. 7. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений *pp*-рассеяния вперед при различных углах θ

сечение *pp*-рассеяния измерено в интервале от 40 до 770 МэВ (это соответствует массам от 1,90 до 2,23 ГэВ). Эксперимент был выполнен с использованием времяпролетной методики. Высокое энергетическое разрешение ($\Delta M = 0,0014$ ГэВ при $M = 2,11$ ГэВ) представляло возможности и для поиска узких резонансов. Результат этой работы следующий: никаких узких структур в полном сечении *pp*-рассеяния не найдено. Плечо в энергетической зависимости сечения при импульсах 1,4—1,6 ГэВ/с (см. рис. 2), известное уже довольно давно, можно интерпретировать [18] как проявление 3F_3 дибарионного резонанса. В полном сечении *NN*-взаимодействия в состоянии с $T = 0$, полученном из этого и других экспериментов, никаких аномалий не замечено. Это указывает на отсутствие резонансов в системе двух нуклонов с $T = 0$.

Упругое сечение и перезарядка. Упругое сечение выражается через амплитуды парциальных волн следующим образом:

$$\sigma_{\text{упр}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_J (2J + 1) \{ |R_{JJ}|^2 + |R_{J+1, J}|^2 + |R_{J-1, J}|^2 + |R^J|^2 + |R_J|^2 \}. \quad (12)$$

В энергетической зависимости полного сечения упругого pp -рассеяния при 1,5 ГэВ/с имеется максимум [19] (рис. 8). Этот максимум совпадает с предположением о 3F_3 -резонансе при параметре упругости $x = \Gamma_{\text{упр}}/\Gamma = 0,15 \div 0,25$, оцененном из данных по $\Delta\sigma_L$.

Известно, что отношение реальной и мнимой частей упругого pp -рассеяния вперед изменяет знак около 1,4 ГэВ/с [20] (рис. 9). Быст-

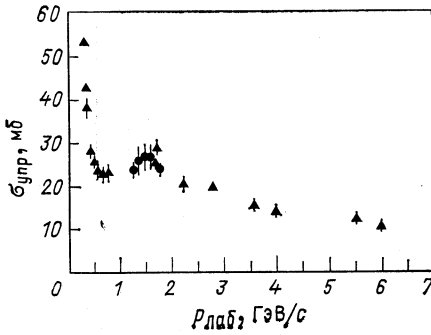


Рис. 8. Полное сечение упругого pp -рассеяния

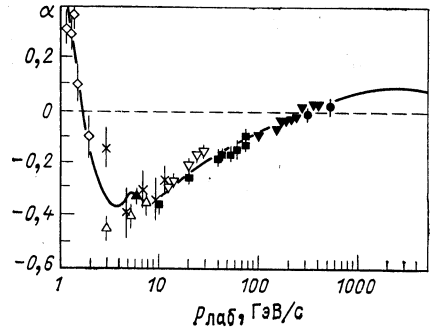


Рис. 9. Отношение реальной части амплитуды pp -рассеяния к мнимой при $|t| = 0$

рое уменьшение этого отношения с изменением знака вообще характерно для реальной амплитуды вблизи резонанса, если не происходит ослабления из-за фоновых эффектов. Данные рис. 9 хорошо объясняются существованием 1D_2 - и 3F_3 -резонансов.

В работе [21], выполненной в ЛИЯФ, определен параметр наклона дифракционного конуса упругого pp -рассеяния на малые углы при семи значениях энергии от 650 до 1000 МэВ. Известно, что в энергетической зависимости параметра наклона в упругом $\pi^{\pm}p$ - и K^-p -рассеянии наблюдается структура — параметр наклона возрастает при энергиях, соответствующих положениям известных резонансов. Предполагалось, что если дибарионные резонансы существуют, то, может быть, имеется аналогичная структура и для упругого pp -рассеяния. Результаты работы представлены на рис. 10. В энергетической зависимости параметра наклона дифракционного конуса нет структуры, которую можно было бы связать с проявлением дибарионных резонансов. Анализ в рамках модели [22] результатов этой работы совместно с данными при более высоких энергиях [23] дал возможность получить ограничение на параметры упругости 3F_3 -резонанса: $x \leq 0,1$.

В работе [24] из анализа дифференциальных сечений np -рассеяния для углов около 180° в с.ц.м. (рис. 11) в области энергий от 0,2 до 7,1 ГэВ определена $\text{Re } F_2^{\text{сех}}(u=0)$, где $F_2(0)$ — амплитуда, соответствующая значению $\Phi(0)$ [см. выражение (5)] в лабораторной системе. Как видно, $\text{Re } F_2^{\text{сех}}(0)$ велико, что находится

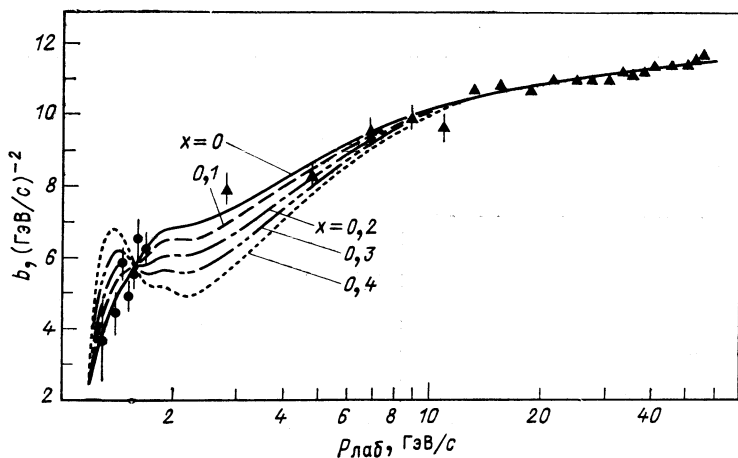


Рис. 10. Параметр наклона дифракционного конуса в упругом pp -рассеянии: экспериментальные точки: ● — [21], ▲ — [23]; кривые соответствуют описанию данных по модели [22] при разных значениях параметра упругости для 3F_2 -резонанса

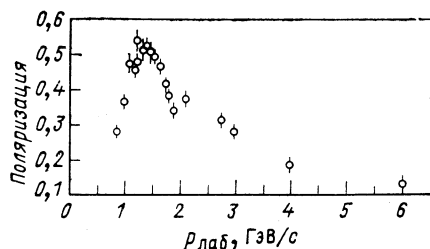
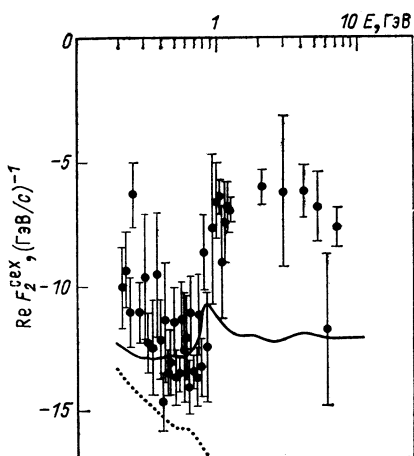


Рис. 11. Реальная часть амплитуды F_2^{sex} ($u = 0$) процесса np -перезарядки: сплошная кривая — исходный пункт дисперсионных расчетов [25, 26]; точечная — предсказания фазового анализа [13]

Рис. 12. Поляризация при $0,1 < |t| \leq \leq 0,2$

в качественном согласии с наличием больших спиновых эффектов, обнаруженных в процессе квазиупругой np -перезарядки на дейтроне. Наиболее важно, что в области энергий $0,7-1,0$ ГэВ, где $\text{Re } F_2^{pp}(0)$ меняется мало, наблюдается положительный скачок $\text{Re } F_2^{sex}(0)$ и соответственно отрицательный скачок реальной части изоскалярной амплитуды $\text{Re } F_2(T=0) = \text{Re } F_2^{pp} - 2 \text{Re } F_2^{sex}$. Такое поведение $\text{Re } F_2(T=0)$ может быть связано с существованием изоскалярного дибарионного резонанса.

Поляризация. На рис. 12 представлены данные по измерению поляризации в pp -рассеянии [27]. Как следует из рисунка, имеется

структура около 1,5 ГэВ/с, но нет никакого проявления пика при 1,2 ГэВ/с, что следовало ожидать, поскольку поляризация не включает синглетный член. Резонансный эффект можно рассмотреть [28] по энергетической зависимости коэффициентов в разложении дифференциальных сечений и поляризации по полиномам Лежандра:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(\cos \theta), \tag{13}$$

$$\frac{p d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \sum_{n=2}^{\infty} b_n P_n(\cos \theta) \tag{14}$$

(из-за симметрии n должно быть четным).

Оказалось, что все коэффициенты a_n и b_n с $n \geq 8$ полностью исчезают в области импульсов 1—2 ГэВ/с, поэтому можно пре-

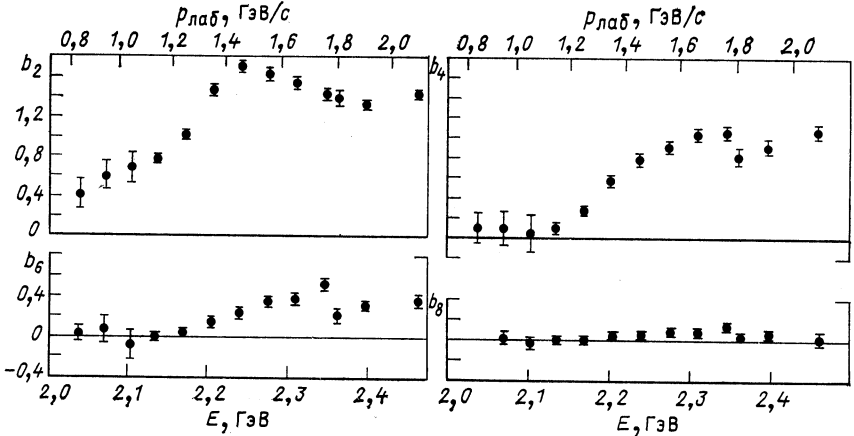


Рис. 13. Коэффициент Лежандра в разложении данных по поляризации

небрежь волнами с $J > 4$ и $L < 4$. Следовательно, возможный $R_{J,J}$ -резонанс при 1,5 ГэВ/с есть 3P_1 или 3F_3 . Анализ значений b_n показал [28] (рис. 13), что в энергетической зависимости всех коэффициентов есть структура в области 1,5—1,6 ГэВ/с. Но резонанс в состоянии 3P_1 не может объяснить возрастание с энергией коэффициента b_6 , так как этот коэффициент не включает вклад 3P_1 -волны: $b_6 = 1,8 (\text{Im } {}^3F_3 \cdot \text{Re } {}^3F_4 - \text{Re } {}^3F_3 \cdot \text{Im } {}^3F_4) +$ члены без 3F_3 и 3P_1 . (15)

Подробный анализ коэффициентов b_2, b_4, b_6 [28] показал, что их энергетическая зависимость может быть объяснена поведением 3F_3 , совпадающим с брейт-вигнеровской формулой.

Новую информацию дает рассмотрение энергетической зависимости поляризации при угле $\theta_{ц.м} = 63^\circ$ [19], так как при этом угле состояние 3F_3 не вносит вклада в поляризацию. На рис. 14 пред-

ставлена зависимость $k^2 p \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) / \sin 2\theta_{ц.м}$ от $p_{лаб}$. Эта величина пропорциональна

$$(2 \operatorname{Im} {}^3P_0 + 3 \operatorname{Im} {}^3P_1) \operatorname{Re} {}^3P_2 - (2 \operatorname{Re} {}^3P_0 + 3 \operatorname{Re} {}^3P_1) \operatorname{Im} {}^3P_2, \quad (16)$$

если пренебречь вкладом более высоких парциальных волн. Это означает, что наблюдаемый максимум при 1,3 ГэВ/с, возможно, есть следствие резонанса в ${}^3P_{0,1,2}$ -состояниях.

Недавно на мезонной фабрике в Лос-Аламосе в интервале энергий 318—800 МэВ измерена [29] анализирующая способность для упругого pp -рассеяния под углом 17° в лабораторной системе. Не обнаружено никаких структур на уровне точности 0,5%. Это не удивительно, так как парциальная волна 1D_2 не дает вклада в анализирующую способность, а структура в 3F_3 -состоянии должна бы обнаруживаться при более высоких энергиях.

Спин-спиновые корреляции. Спин-спиновый корреляционный параметр $C_{LL}(\theta_{ц.м})$ в pp -рассеянии был измерен в АНЛ [30]. Результаты измерений при углах 90 и 74° в с. ц. м. представлены на рис. 15.

Для угла 90° наблюдается резкий минимум при 1,2 ГэВ/с, быстрый спад около 1,5 ГэВ/с и структура вблизи 2,0 ГэВ/с, которой нет при угле 74° .

Если в выражение

$$k^2 C_{LL} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{90^\circ} = 0,77 |{}^3F_3|^2 + \\ + \operatorname{Im} A \cdot \operatorname{Im} {}^3F_3 + \operatorname{Re} A \cdot \operatorname{Re} {}^3F_3 + \\ + \text{члены без } {}^3F_3. \quad (17)$$

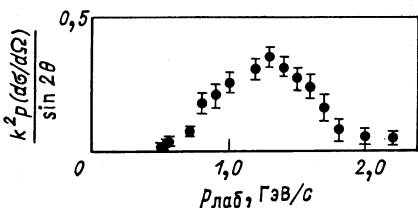


Рис. 14. Энергетическая зависимость поляризации при $\theta_{ц.м} = 63^\circ$

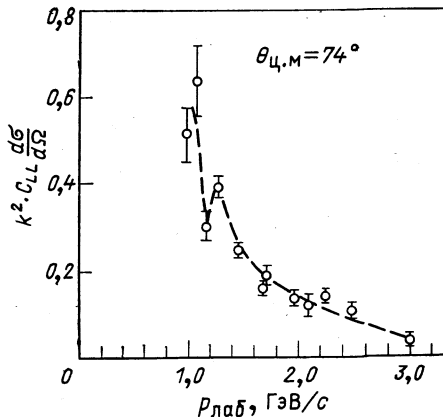
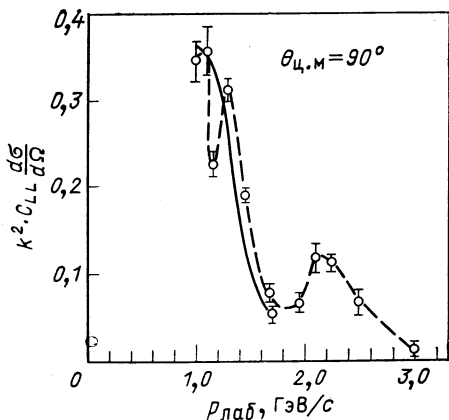


Рис. 15. $k^2 C_{LL} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ для различных углов

(где A — сумма других парциальных волн) подставить параметры 3F_2 -резонанса и оценку этих других парциальных волн из результатов фазового анализа, то можно получить быстрый спад измеренной величины, как указано на рис. 15 сплошной линией.

При рассмотрении энергетической зависимости $\Delta\sigma_T$ указывалось, что резонансоподобная структура при 2,0 ГэВ/с может быть обусловлена синглетным состоянием. Вклад синглетного состояния в C_{LL} следующий:

$$k^2 C_{LL} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = - |{}^1S_0 + 5 {}^1P_2 P_2 (\cos \theta) + \\ + 9 {}^1G_4 P_4 (\cos \theta) + 13 P_6 (\cos \theta) {}^1I_6 + \dots|^2 + \dots \quad (18)$$

Для угла $\theta_{ц.м} = 74^\circ$ $P_4 = 0$ и вклад 1G_4 должен исчезать. Действительно, как следует из рис. 15, структура при 2,0 ГэВ/с, имеющаяся при $\theta_{ц.м} = 90^\circ$, исчезает при $\theta_{ц.м} = 74^\circ$, из чего следует, что возможное резонансное состояние при 2,0 ГэВ/с есть 1G_4 .

Что касается резкого минимума при 1,2 ГэВ/с, то это не противоречит резонансоподобному поведению состояния 1D_2 .

Измерения спин-спиновой корреляционного параметра C_{NN} проводились в Гатчине [31], в Аргонне [32], на ускорителе СИН [33], в Лос-Аламосе [34]. Наибольший интерес представляют результаты при $\theta_{ц.м} = 90^\circ$, так как при этом значении угла параметр C_{NN} просто связан с сечениями в триплетных и синглетных состояниях.

На рис. 16 приведены результаты этих и более ранних измерений [16]. Наблюдается максимум при 1,3 ГэВ/с, из которого следует сильное преобладание триплетного взаимодействия над синглетным в системе двух протонов.

В связи с измерениями параметра C_{NN} следует остановиться на работах [31, 35], в которых проводится анализ спиновых корреляционных измерений при $\theta = 90^\circ$ в с. ц. м. При этом угле анализ pp -рассеяния упрощается, так как число независимых амплитуд уменьшается до трех из-за свойств симметрии и идентичности частиц.

Модули этих амплитуд однозначно связаны с наблюдаемыми величинами $d\sigma/dt$, $C_{LL}(90^\circ)$, $C_{NN}(90^\circ)$, что и дает возможность проводить анализ. Действительно, квадраты матричных элементов при

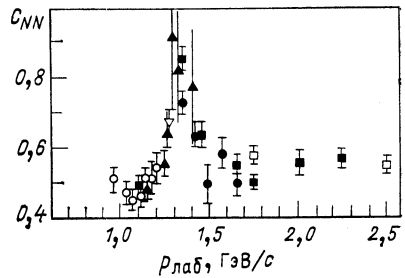


Рис. 16. Спин-спиновый корреляционный параметр C_{NN} при $\theta_{ц.м} = 90^\circ$

90° в с. ц. м. выражаются так ($M_{m_i m_j}^S$):

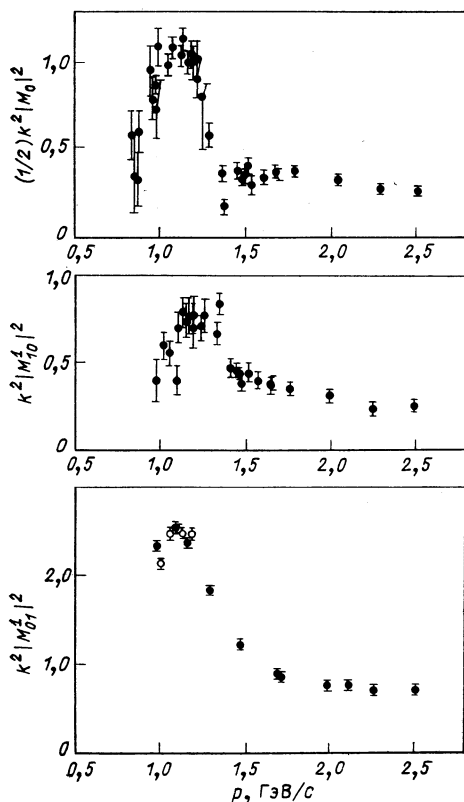
$$\frac{1}{2} |M^0|^2 = \frac{d\sigma}{dt} (1 - C_{NN}), \quad (19)$$

$$|M_{10}^1|^2 = \frac{d\sigma}{dt} (C_{NN} - C_{LL}), \quad (20)$$

$$|M_{01}^1|^2 = \frac{d\sigma}{dt} (1 + C_{LL}). \quad (21)$$

Таким образом, синглетная часть поперечного сечения пропорциональна $(1 - C_{NN})$, в то время как триплетная пропорциональна $(1 + C_{NN})$. Это означает, что максимум в C_{NN} может появиться как из-за минимума в синглетной части, так из-за максимума в триплетной части. Большое значение C_{NN} (90°), т. е. большое отношение триплета к синглету, является отражением важной роли спина в нуклон-нуклонной динамике.

С использованием выражений (19) — (21) и результатов измерений при 90° величин $d\sigma/dt$, C_{NN} и C_{LL} в работах [31] (рис. 17) и [35]



были получены модули синглетной и триплетной амплитуд. Авторы анализа [35] справедливо указывают, что минимум в синглетной и максимум в триплетной амплитудах при 1,2—1,3 ГэВ/с резко зависят от значения $d\sigma/dt$ (90°). Поэтому необходимо провести тщательные измерения дифференциального сечения вокруг 90° , чтобы выяснить, являются ли наблюдаемые структуры отражением дибарионного резонанса (максимум в триплетной части) или интерференционного явления (минимум в синглетной части). Наблюдаемая зависимость C_{NN} от энергии хорошо совпадает с гипотезой о существовании 1D_2 - и 3F_3 -резонансов, как это следует из фазовых анализов, хотя надо признать, что даже малое изменение параметров 1D_2 -резонан-

Рис. 17. Матричные элементы упругого pp -рассеяния на угол 90° в с.ц.м.

са (фазы от $1,7$ до $0,8^\circ$ и параметра упругости от $0,707$ до $0,67$ при $1,34$ ГэВ/с) приводит, например, к исчезновению минимума в $|M^0|^2$. (Нерезонансная интерпретация данных C_{NN} обсуждалась в [36].)

В работе [31] было обращено внимание на то, что матричный элемент $|M_{01}^1|$ содержит вклады всех триплетных состояний, кроме 3P_0 , $|M_{10}^1|$ — вклады состояний с $J = L \pm 1$, т. е. не зависит от состояний 3P_1 , 3F_3 . Поэтому имеющиеся максимумы в $|M_{01}^1|$ и $|M_{10}^1|$ не позволяют сделать вывод о большом резонансном вкладе 3P_0 - и 3P_1 -состояний, входящих в матричные элементы порознь.

Недавно были опубликованы результаты эксперимента [37], в котором параметр C_{LL} в упругом pp -рассеянии был измерен при $\theta_{ц.м} = 90^\circ$ в интервале импульсов $2,5$ — $5,0$ ГэВ/с. Эти результаты показывают определенную структуру в энергетической зависимости $k^2 C_{LL} (d\sigma/d\Omega)$: минимумы около 2 и $3,5$ ГэВ/с и максимум при $2,5$ ГэВ/с, а также быстрое уменьшение в области $2,75$ ГэВ/с. Минимум при $3,5$ ГэВ/с обусловлен спиновым синглетом, как и обсуждаемая раньше структура при $2,0$ ГэВ/с, которую можно приписать 1G_4 -резонансу. Из формулы (18) следует, что этот минимум при $3,5$ ГэВ/с [$M = (2,9 \pm 0,1)$ ГэВ] можно рассматривать как указание на 1G_6 -состояние, так как минимум исчезает при $\theta_{ц.м} = 75^\circ$, где $P_6(\cos \theta) = 0$. Быстрое изменение энергетической зависимости вокруг $2,75$ ГэВ/с подобно наблюдаемому ранее поведению C_{NN} и совпадает также с намеком на максимум при $2,75$ ГэВ/с в предварительных данных по $\Delta\sigma_L$ [19]. Структура появляется также в энергетической зависимости $k^2(1 + C_{LL}) d\sigma/d\Omega$, которая содержит только триплетные состояния, но отсутствует в экспериментальной зависимости величины $k^2(C_{NN} - C_{LL}) d\sigma/d\Omega$, содержащей только связанный триплет. Поэтому если это резонанс с массой $M = (2,7 \pm \pm 0,1)$ ГэВ, то он обусловлен триплетом R_{JJ} .

Неупругие реакции. Из малости параметра упругости дибарионных резонансов следует, что в основном их распад должен происходить через другие каналы (неупругие): $NN \rightarrow NN\pi$, πd и т. д. Поэтому можно ожидать заметный вклад дибарионов в процесс образования мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях. Такая модель рассматривалась в [38], где, в частности, было показано, что из-за большой неупругости дибарионные резонансы могли бы проявиться в энергетической зависимости полных сечений неупругих каналов.

Энергетическая зависимость сечения реакции $pn \rightarrow pp\pi^-$ в интервале энергий 500 — 100 МэВ была измерена в ЛИЯФ [39]. Полученные значения сечений представлены на рис. 18 вместе с результатами других экспериментов по измерению сечений как этой, так и зарядово-симметричной к ней реакции $np \rightarrow np\pi^+$. Как видно из рисунка, экспериментальные данные не совпадают с результатами расчета [38]. Из этого следует, что если резонансы и существуют, то их параметры отличаются от приводимых в [38]. Поэтому, оставаясь в рамках предложенной в этой работе модели, была сде-

лана оценка, насколько надо изменить параметры резонансов, чтобы описать новые экспериментальные данные. Рассматривалась возможность описания экспериментальных данных любым сочетанием следующих резонансов: одного при $M = 2,14 \div 2,16$ ГэВ и шириной $\Gamma = 50 \div 100$ МэВ (2^+ -резонанс в канале $T = 1$) и двух при массе $M = 2,22 \div 2,26$ ГэВ и $\Gamma = 100 \div 200$ МэВ (3^- -резонанс в канале $T = 1$ и 3^+ -резонанс в канале $T = 0$). Оказалось, что хорошее описание (сплошная кривая на рис. 18) получается либо при наличии двух

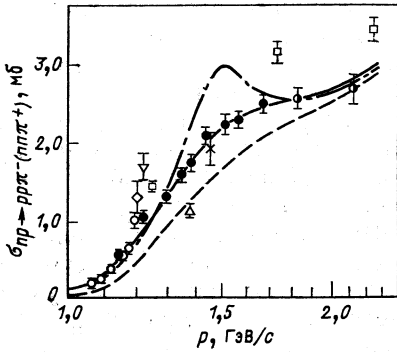


Рис. 18. Полное сечение реакций $pn \rightarrow p\pi\pi^-$ и $pn \rightarrow \text{нл}\pi^+$: ● — новые экспериментальные данные [39]; штрихпунктирная линия — с учетом дибарионных резонансов; пунктирная (без резонансов) — из работы [38]; сплошная — наилучший вариант решения из работы [39]

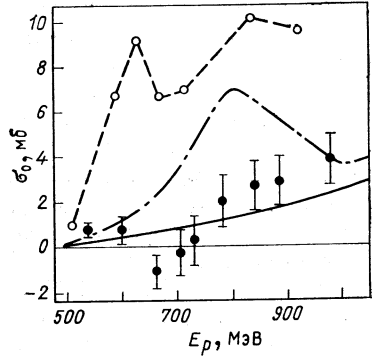


Рис. 19. Изоскалярное неупругое сечение: экспериментальные точки — данные [39]; сплошная кривая — периферическая модель [38]; штрихпунктирная — фазовый анализ pn -рассеяния [44, 45]; пунктирная — дисперсионный анализ [46]

резонансов 2^+ и 3^- (или 3^+) с параметрами упругости, близкими к получаемым из фазовых анализов, либо при наличии всех трех резонансов, но с параметрами упругости существенно меньшими ($x < 0,1$).

Измеренные сечения дают возможность непосредственно определить энергетическую зависимость изоскалярного неупругого сечения $\sigma(T = 0) = 3(2\sigma_{pn \rightarrow p\pi\pi^-} - \sigma_{pp \rightarrow p\pi\pi^0})$. Для реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^0$ были использованы результаты работ [40—42]. В интервалах энергии 665—735 и 735—970 МэВ, где непосредственных измерений этой реакции нет, а сечение изменяется мало, использовались интерполированные значения сечений. На рис. 19 представлены значения $\sigma(T = 0)$ для тех энергий протонов, при которых были проведены измерения реакции $pn \rightarrow p\pi\pi^-$ в эксперименте ЛИЯФ. Как видно из рисунка, изоскалярное сечение равно нулю вплоть до энергии 750 МэВ.

Резонансы в канале $T = 0$ могут иметь особое значение для решения проблемы дибарионных резонансов. Дело в том, что в канале $T = 0$ невозможно одиночное образование ($3,3$) изобары, поэтому

исключается возможность связывать дибарионные эффекты с пороговыми явлениями из-за рождения изобары. А именно эти пороговые явления приводятся обычно [43] в качестве аргументов при нерезонансной (недибарионной) интерпретации экспериментальных данных. Из рис. 19 следует, что если в канале $T = 0$ в области масс 2,12—2,30 ГэВ и имеются дибарионные резонансы, то их параметры упругости малы ($x < 0,05$). Для сравнения на том же рисунке приведены предполагаемые ранее теоретические зависимости изоскалярного сечения [44—46], в которых параметр упругости резонанса в канале $T = 0$ был равен 0,1—0,2.

Дифференциальные сечения другого неупругого канала $\uparrow p + p \rightarrow \rightarrow p + \pi^+ + n$ были измерены на Лос-аламосской мезонной фабрике в кинематически полном эксперименте [47]. Обнаружена большая разница в сечениях при различных направлениях спина. Асимметрия $A = \frac{\sigma(\uparrow) - \sigma(\downarrow)}{\sigma(\uparrow) + \sigma(\downarrow)}$ изменяется от $-0,4$ до $+0,8$, явно отражая спиновую зависимость, видную в данных по полным нуклон-нуклонным сечениям.

В работе, представленной на конференцию в Санта-Фэ, Умланд и др. [48] анализировали эти данные в терминах периферической модели, включающей обмен π - и ρ -мезонами. Эта модель предсказывает асимметрию значительно меньшую, чем измеренная. Поэтому авторы включили в модель образование 1D_2 и 3F_3 дибарионных резонансов с параметрами, полученными в фазовом анализе Хошизаки [49]: масса резонанса 2^+ равна 2,17 ГэВ и резонанса 3^- равна 2,2 ГэВ. Введение резонансов позволило достаточно хорошо описать экспериментальные данные. Попытка описать эти же результаты без резонансов была предпринята в работе [50]. Предполагалось, что рождение мезонов происходит через образование промежуточных изобар $P_{33}(\Delta)$ и $P_{11}(N^*)$. Изобарные амплитуды брали из унитарной модели Силбара и Клоэта [51, 52]. Авторам удалось получить большое значение асимметрии и при некоторых углах описать экспериментальные данные.

Проявление дибарионных резонансов следовало бы ожидать в распределениях по эффективной массе двух нуклонов. Действительно, к настоящему времени накоплен большой материал о двухнуклонных массовых распределениях, полученный при исследовании взаимодействий адронов с нуклонами и ядрами при энергии несколько мегэлектрон-вольт. Наиболее полно эти исследования обсуждаются в [53], где имеются подробные ссылки на соответствующие работы. Распределения по эффективной массе двух нуклонов получены в экспериментах, использующих разные методики — пузырьковые камеры [54—56], спектрометры с искровыми камерами [57] и т. д., и ни в одном из этих экспериментов не было получено указания на дибарионный сигнал, несмотря на высокую статистическую точность обсуждаемых работ. Ответ на вопрос, почему дибарионные резонансы, если они действительно существуют, не видны в двухнуклонных

массовых распределениях, не ясен. Можно только предполагать, что в многочастичных расщеплениях, а речь идет в основном о них, дибарионные резонансы конспирируются обычными барионными резонансами, сечения образования которых велики. Большая ширина предполагаемых дибарионных резонансов благоприятствует такой конспирации, которая усиливается также из-за интерференции барионных резонансов с фоном. Ситуация здесь мало отличается от той, которая наблюдается в исследованиях барионных резонансов в эксклюзивных экспериментах: многие резонансы, установленные благодаря фазовому анализу пион-нуклонного рассеяния, не проявляются в распределениях по эффективным массам из-за указанных ранее причин.

Дисперсионный анализ. Дисперсионный анализ всех трех амплитуд F_1 , F_2 , F_3 pp -рассеяния вперед был выполнен Грейном и Кроллом [25] в 1978 г. Эти амплитуды связаны с сечением следующим образом:

$$\sigma = \frac{4\pi}{p} \operatorname{Im} F_1, \quad (22)$$

$$\Delta\sigma_T = -\frac{4\pi}{p} \operatorname{Im} F_2, \quad (23)$$

$$\Delta\sigma_L = \frac{4\pi}{p} \operatorname{Im} F_3, \quad (24)$$

где p — импульс в лабораторной системе.

С использованием данных о сечениях в чистых спиновых состояниях, результатов фазового анализа при энергиях ниже порогов неупругих каналов и применяя дисперсионные соотношения были получены реальные части амплитуд.

Новый дисперсионный анализ pp -амплитуд был выполнен теми же авторами в 1982 г. [26] с использованием новых экспериментальных результатов, полученных на ускорителях СИН, ТРИУМФ, в Лос-Аламосе, Сакле. Кроме того, использовались данные АНЛ $\Delta\sigma_L$ (pd) и дифференциальные сечения pn -перезарядки вперед, что позволило получить набор pp - и pn -амплитуд. Из результатов этого анализа следует возможность существования $T = 1$ -резонансов, 3^- (2,31 ГэВ) и 4^+ (2,39 ГэВ), а также $T = 0$ -резонанса с массой 2,25 ГэВ и аномальной четностью (1^+ , 3^+ . . .). Энергетическая зависимость парциальной волны 1D_2 могла легко интерпретироваться как пороговый эффект. Для полноты можно отметить, что впервые об изоскалярном резонансе те же авторы сообщали в работе [46].

Фазовый анализ. Фазовый анализ pp -рассеяния в области масс предполагаемых дибарионных резонансов был выполнен несколькими группами. Следует отметить, что в неупругой области, т. е. при энергиях выше 300 МэВ, фазовый анализ представляет собой трудную задачу, так как в отсутствие полного набора экспериментов является неоднозначным. Тем не менее что касается дибарионных резонансов, то выводы большинства фазовых анализов совпадают.

Хошизаки выполнил фазовый анализ в интервале импульсов 1,1—3,0 ГэВ/с [49], используя всю имевшуюся к 1978 г. экспериментальную информацию и реальные части амплитуд рассеяния вперед из дисперсионного анализа Грейна и Кролла. На диаграммах Аргана получено четкое указание на существование 1D_2 - и 3F_3 -резонансов. Спустя два года были опубликованы результаты нового фазового анализа, проведенного Хошизаки [58] при 1,1; 1,275; 1,45 и 1,7 ГэВ/с с включением данных, полученных на мезонных фабриках в СИНЕ и Лос-Аламосе и на синхротроне ЛИЯФ. Резонансopodobное поведение в состояниях 1D_2 и 3F_3 было подтверждено, и, кроме

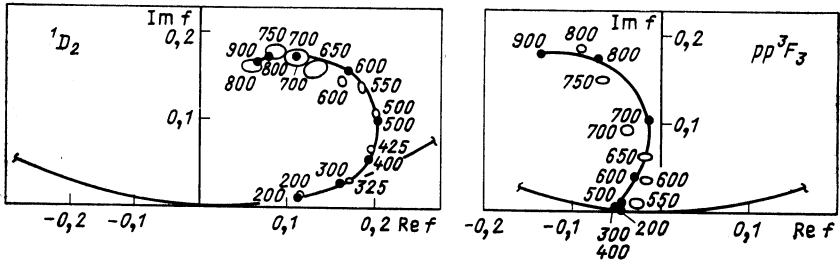


Рис. 20. Диаграмма Аргана из фазового анализа Арндта [13]

того, было получено указание на структуру в энергетической зависимости параметра поглощения в 3P_2 -волне при импульсе около 1,7 ГэВ/с и на возможность резонанса в 3P_0 -состояниях при 1,3 ГэВ/с.

Арндт и Вервест [13] выполнили фазовый анализ в области энергий 0—850 МэВ — энергонезависимый и 0—900 МэВ — энергозависимый. Результаты этого анализа (рис. 20) также подтверждают существование 1D_2 - и 3F_3 -резонансов.

В Сакле фазовый анализ был выполнен [59] до энергии 750 МэВ. В области высоких энергий (выше 550 МэВ) получено два решения, одно из которых находится в хорошем согласии с результатами Хошизаки. Следует отметить, что этот анализ был сделан при энергиях меньших, чем резонансные значения для 3F_3 -состояния.

Недавно опубликованы результаты фазовых анализов, выполненных еще двумя японскими группами [60, 61]. Эти анализы приводят к результатам, близким к полученным Хошизаки и Арндтом. Важно подчеркнуть, что в одном из этих анализов [60] не используются как входные данные амплитуды рассеяния вперед из дисперсионного анализа Грейна и Кролла. Однако это не влияет существенно на окончательные результаты.

В фазовом анализе, выполненном группой Казаринова в Дубне [62], имеется большая неупругость в 3P_0 -состоянии, что свидетельствует в пользу 3P_0 дибарионного резонанса при энергии 650 МэВ.

Фазовый анализ pp -рассеяния до энергии 831 МэВ провела группа Багга [63] Диаграммы Аргана для 3F_3 - и 1D_2 -состояний

и менее определено для 3P_2 -волны показывают резонансоподобное поведение. Можно отметить, что в этом анализе фиксируются поглощения в некоторых парциальных волнах, в частности из-за этого отсутствует поглощение в 3P_0 -волне.

Совсем недавно в ЛИЯФ был закончен фазовый анализ в интервале энергий 0,58—1,0 ГэВ [64]. Отличительной чертой этого анализа является использование нового метода отбора решений, основанного на исследовании картины нулей амплитуд и выборе тех решений, нули которых движутся (с ростом энергии) по некоторым

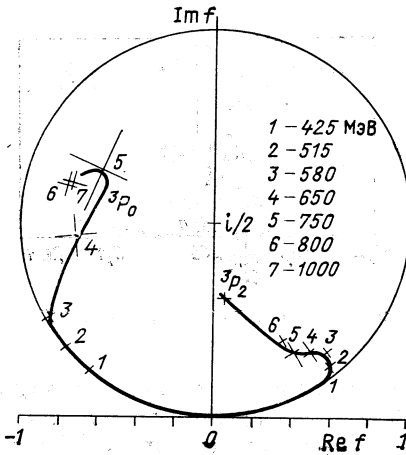


Рис. 21. Диаграмма Аргана из фазового анализа ЛИЯФ [64]

траекториям [65]. Результаты анализа подтверждают существование резонансных петель на диаграммах Аргана для 1D_2 - и 3F_3 -состояний. Кроме того, обнаружено резонансоподобное поведение в 3P_2 -и, возможно, 3P_0 -состояниях (рис. 21). Такие же выводы о резонансном поведении в 3P -волнах следовали, как было показано, из анализа энергетических зависимостей $(C_{NN} - C_{LL})$ при 90° и поляризации при 63° .

Фазовый анализ pp -рассеяния выполнен при 1,1; 1,2; 1,25; 1,3; 1,38; 1,5; 1,6 и 1,7 ГэВ/с японской группой [45]. В этом анализе параметры амплитуд с $T = 1$ фиксировались по результатам фазового анализа pp -рассеяния. Другое

существенное ограничение заключалось в том, что вновь полученные решения должны были быть гладкими продолжениями решений фазового анализа pp -рассеяния при более низких энергиях. В результате фазового анализа получено указание на существование 1F_3 дибарионного резонанса в канале с $T = 0$ (параметры резонанса следующие: $M = 2,19$ ГэВ, $\Gamma = 50$ МэВ, $x = 0,12$). Однако главные экспериментальные результаты, на основании которых делались выводы о существовании изоскалярного резонанса, а именно неупругое сечение (см. рис. 19) в канале $T = 0$ [38] и $\Delta\sigma_L(T = 0)$ [14] претерпели очень существенные изменения. Поэтому совершенно очевидно, что необходим новый фазовый анализ pp -рассеяния.

K-матричный анализ. Совсем недавно появились три работы [66—68], в которых для определения полюсов в амплитуде рассеяния используется метод K-матрицы. Это, в принципе, может дать ответ на вопрос, не связаны ли наблюдаемые резонансные явления с открытием неупругих каналов. При этом обычно используют значения фаз, получаемых в фазовых анализах pp -рассеяния.

Наиболее полно метод K -матрицы для решения обсуждаемых задач изложен в [68]. В этой работе K -матричный анализ амплитуд pp -рассеяния выполнен для состояний с квантовыми числами 3^- и 2^+ . Для 3^- -состояния учитывались каналы pp и $N\Delta$, для 2^+ -состояния — каналы pp , $N\Delta$ и πd . Оказалось, что K -матрица имеет полюса в обоих каналах, что указывает на присутствие в этих каналах дибарионных резонансов. Поскольку дибарионное состояние имеется во всех исследуемых системах (pp , $N\Delta$ и πd), был сделан вывод, что полюс K -матрицы не связан с неупругим каналом $n\Delta^{++}$.

В [66] при аналитическом продолжении T -матрицы на нефизические листы также обнаружены полюса вблизи точки $N\Delta$ -ветвления. Параметры 1D_2 - и 3F_3 -резонансов, полученные в этих работах, близки к обсуждаемым ранее.

2. γd -РЕАКЦИИ

Фоторасщепление дейтрона. В опубликованной в 1977 г. работе [69] приведены результаты измерения поляризации протонов отдачи в фоторасщеплении дейтрона. При энергии фотонов в области 500 МэВ была обнаружена резонансная структура в энергетической зависимости поляризации протонов отдачи под углом 90° в с. ц. м. и большая величина самой поляризации. Эти эффекты были объяснены [70] с помощью предположения о существовании дибарионного резонанса.

Для проверки этой гипотезы и для определения параметров резонанса в 1978—1979 гг. был проведен [71] парциально-волновой анализ реакции фоторасщепления дейтрона. В парциально-волновом анализе использовались имеющиеся к этому времени данные по дифференциальным сечениям [72] и поляризации протонов отдачи [69]. Рассматривался интервал энергий фотонов 350—700 МэВ, что соответствовало массам 2,20—2,48 ГэВ. Цель анализа заключалась в том, чтобы, добавляя к нерезонансной части амплитуды дибарионные резонансы, определить их число и параметры. Нерезонансная часть амплитуды $\gamma d \rightarrow pn$ -процесса рассчитывалась по модели Огавы [73]. Поскольку заранее число дибарионных резонансов не известно, сначала вводилось минимальное число резонансов, для которых квантовые числа определялись так, чтобы удовлетворить экспериментальным данным. Рассматривались все возможные T (J^P) комбинации до $J = 4$.

В результате анализа оказалось, что для описания экспериментальных данных необходимо по меньшей мере два дибарионных резонанса (только нерезонансная амплитуда приводила к решениям, которые вообще не соответствовали экспериментальным данным). Наилучшими решениями с приемлемыми значениями χ^2 оказались следующие:

$$1 (3^-) M = 2,26 \text{ ГэВ} \text{ и } 0 (1^+) M = 2,36 \text{ ГэВ},$$

$$1 (3^-) M = 2,26 \text{ ГэВ} \text{ и } 0 (3^+) M = 2,36 \text{ ГэВ}.$$

Характерно, что во всех решениях параметры 1 (3⁻)-резонанса оказались близкими к результатам, полученным из данных по NN -рассеянию.

Примером описания экспериментальных данных, включенных в анализ, могут быть дифференциальные сечения для углов 50—150° в с. ц. м. [72] (рис. 22). Хотя чувствительность дифференциальных сечений к параметрам резонансов невелика, тем не менее с учетом резонансов экспериментальные данные описываются гораздо лучше.

Значительно сильнее зависит от вкладов резонансов поляризация протонов отдачи. На рис. 23 представлены как старые, включенные в парциально-волновой анализ, так и новые данные, полученные для широкого интервала углов и энергий харьковской группой [74]. Эти результаты хорошо соответствуют резонансным решениям парциально-волнового анализа.

Однако с результатами парциально-волнового анализа не совпадают недавно полученные в основном в Харькове [75], Ереване [76] и Бонне [77] данные по измерению параметра асимметрии рассеяния поляризованного пучка Σ (рис. 24), результаты по измерению параметра асимметрии мишени T [78, 79] (рис. 25), а также совсем новые данные о дифференциальных сечениях в области малых углов [80] и поляризации протонов отдачи в области больших углов [81]. Ситуация получается довольно обычной для парциально-волновых анализов, в которых стремятся описать имеющиеся экспериментальные данные минимальным числом параметров. Действительно, в парциально-волновом анализе рассматривалось только два дибарионных резонанса, в то время как, судя по нуклон-нуклонным данным, их, наверное, больше; кроме того, учитывалось ограниченное число парциальных волн и т. д.

В связи с обсуждаемой проблемой следует остановиться на работе [82], в которой в разных моделях, не учитывающих дибарионные резонансы, еще раз рассматривается фоторасщепление дейтрона. В этой работе показано, что в имеющихся моделях невозможно описать экспериментальные данные по поляризации протонов отдачи, и именно это, по мнению авторов работы [82], свидетельствует в пользу существования дибарионных резонансов.

$\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Эффекты проявления дибарионных резонансов в $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ -реакции рассмотрены в [83, 84]. Имеется ряд преимуществ для поиска дибарионов в этой реакции по сравнению с $\gamma d \rightarrow np$ -реакцией: в реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ могут возбуждаться только резонансы с изоспином 1, тогда как в $\gamma d \rightarrow pn$ -реакции дают вклад резонансы с изоспинами 0, и 1; нерезонансный фон в $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ -реакции с хорошей точностью может быть вычислен в рамках импульсного приближения, и этот фон быстро убывает с ростом квадрата переданного импульса, поэтому при больших углах образования π^0 -мезонов относительный вклад резонансов должен увеличиваться. В работах [83, 84] предполагалось, что в амплитуду $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ -процесса вклад дают два механизма: импульсное приближение и образование дибарионных

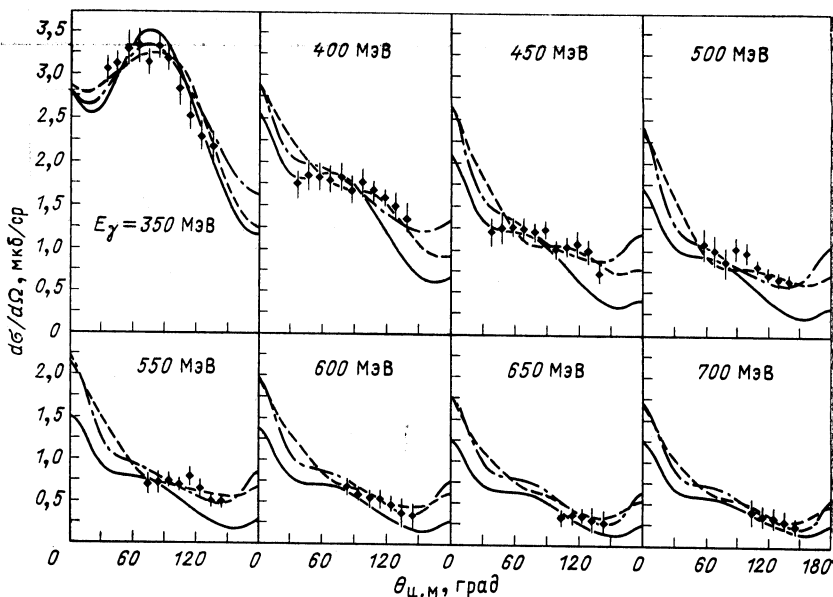


Рис. 22. Дифференциальные сечения в фоторасщеплении дейтрона: сплошная кривая — без резонансов; штрихпунктирная — с учетом $1(3^-)$ -и $0(1^+)$ -резонансов; штриховая — с учетом $1(3^-)$ и $0(3^+)$ -резонансов; точки — данные [72]

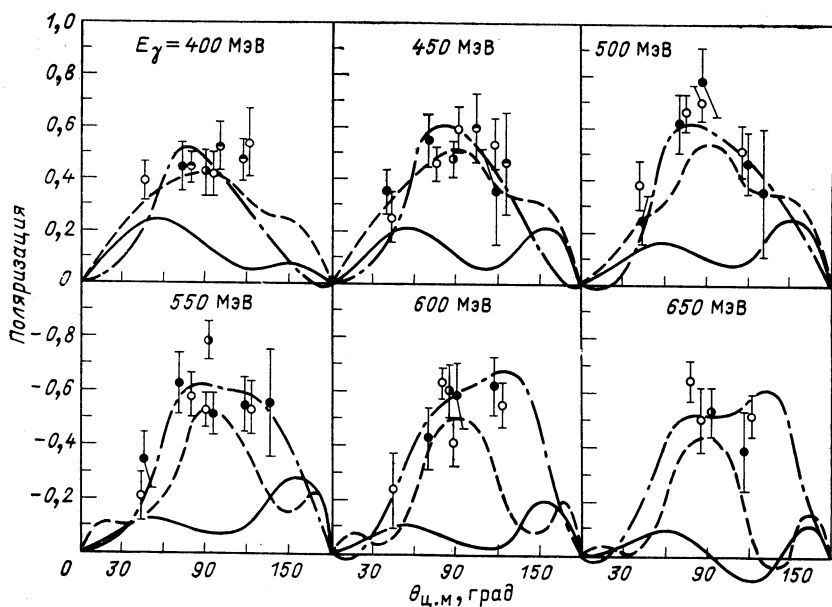


Рис. 23. Угловые зависимости поляризации протонов в фоторасщеплении дейтрона:

светлые точки — новые экспериментальные данные [74]. Кривые — как на рис. 24

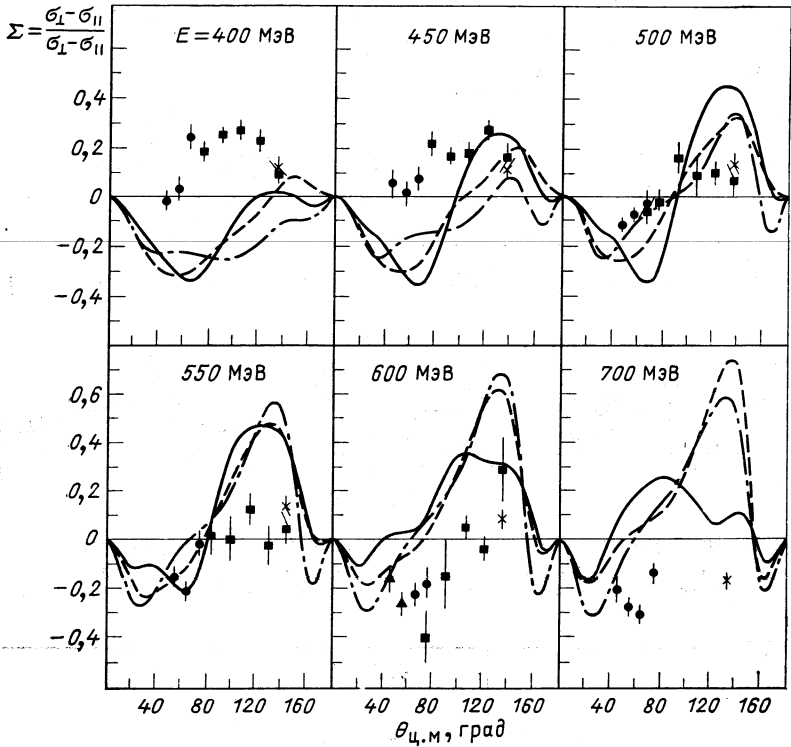


Рис. 24. Асимметрия рассеяния поляризованного пучка:

■ — [75]; ● — [76]; × — [77]; штрихпунктирная кривая — без резонансов; штриховая — с учетом 1 (3⁻)- и 0 (1⁺)-резонансов, сплошная — с учетом 1 (3⁻)- и 0 (3⁺)-резонансов

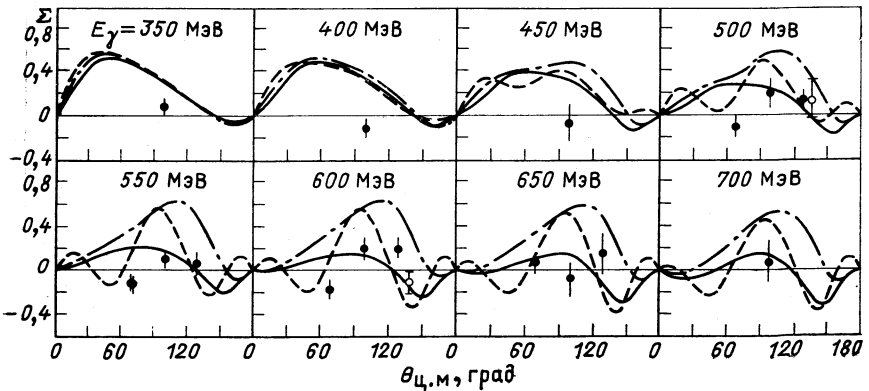


Рис. 25. Асимметрия мишени: ○ — [78], ● — [79]. Кривые — как на рис. 24

резонансов. Параметры, характеризующие резонансный вклад, находились из подгонки к имеющимся экспериментальным данным по энергетической зависимости дифференциального сечения при угле 130° . Рассматривались три резонанса в канале с $T = 1$: 2^+ с массой $M = 2,17$ ГэВ; 3^- с массой $2,22$ ГэВ и 0^+ с массой $2,43$ ГэВ.

На рис. 26 представлена зависимость от энергии γ -квантов асимметрии углового распределения π^0 -мезонов в реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$, обусловленной линейной поляризацией γ -квантов. Как видно из рисунка,

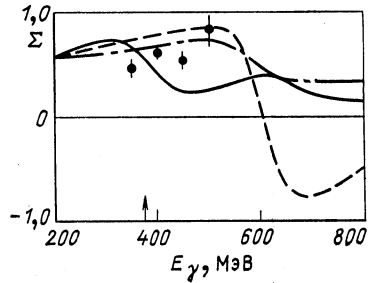


Рис. 26. Зависимость асимметрии углового распределения π^0 -мезонов в реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ от энергии γ -квантов (угол 135°):

сплошная и штрихпунктирная кривые — с учетом диварионных резонансов; штриховая — без резонансов

при энергиях выше 400 МэВ имеется заметная чувствительность асимметрии к вкладу резонансов. Эта чувствительность более всего проявляется в области больших углов. Тот же вывод можно сделать и для угловой зависимости дифференциального сечения.

Фоторождение на дейтроне. Наиболее очевидный путь поиска диварионных резонансов состоит в прямых экспериментах по исследованию инвариантных массовых распределений. В эксклюзивных экспериментах можно в некоторых случаях практически полностью подавить эффекты из-за фоновых процессов. Эксперимент такого типа в фоторождении на дейтроне был выполнен в Сакле [85]. В исследуемой реакции $\gamma + d \rightarrow \pi^- + p + p$ измерялись импульсы и углы для π^- -мезона и одного из протонов, что полностью определяло кинематику реакции. В процессе $\gamma d \rightarrow NN\pi$ параметрами, описывающими реакцию, являются инвариантная масса $Q_{N\pi}$ и импульс нуклона спектатора P . Когда $Q_{N\pi}$ и P — постоянны, вклад квазисвободного рассеяния также остается постоянным. Рассматривая различные интервалы P , можно подавить вклад квазисвободного рассеяния. Результат эксперимента следующий: для малых P ($P = 50$ МэВ/с, $Q_{N\pi} = 1276$ МэВ) совпадение с квазисвободным рассеянием хорошее (рис. 27), но при больших P ($P = 150$ МэВ/с, $Q_{N\pi} = 1246$ МэВ) данные не воспроизводятся ни одним из вариантов теории — ни квазисвободным рассеянием, ни добавлением к нему перерассеяния пиона и протона, ни с учетом перерассеяния изобары. При больших P в энергетической зависимости есть максимум при 400 МэВ, который, по мнению авторов работы, может служить указанием на диварионный резонанс.

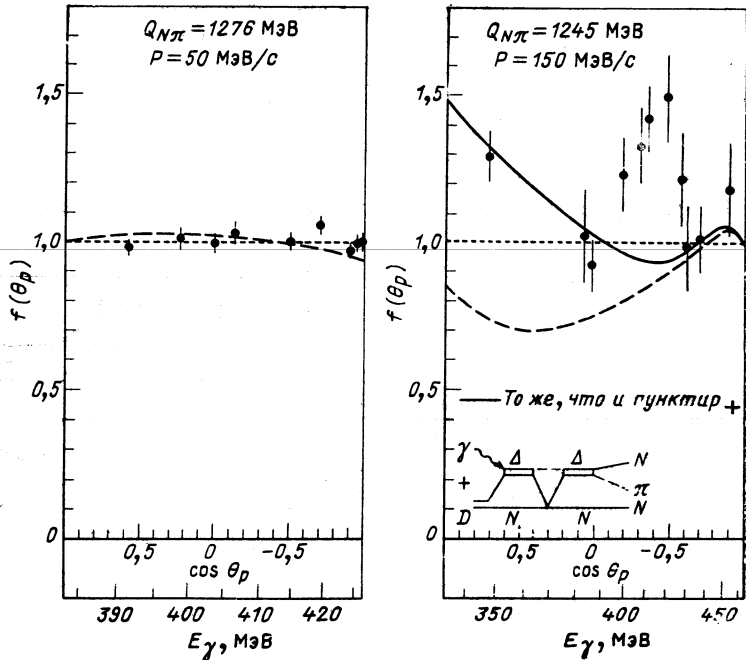


Рис. 27. Энергетическая зависимость сечения реакции $\gamma d \rightarrow p\pi^+$:
 ... — квазисвободное рассеяние; — — — квазисвободное рассеяние + π - и p -перерассеяние

В другом эксперименте, выполненном той же группой, исследовалась инклюзивная реакция $d(\gamma, p)X$, менее чувствительная к интерференционным явлениям. Эффект, найденный приблизительно при той же энергии (390 МэВ), интерпретируется как указание на дибарионный резонанс с массой 2,23 ГэВ и шириной порядка 40 МэВ.

Следует отметить также, что есть сообщение [86] о двух аномалиях с дибарионными массами 2,16 и 2,24 ГэВ, найденных в эксперименте ${}^4\text{He}(\gamma, p\pi)$.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПИОНОВ С ДЕЙТРОНАМИ

Парциальные ширины распада дибариона. Как уже указывалось, малые параметры упругости дибарионных резонансов свидетельствуют о большой вероятности их распада в другие каналы: πd , πNN . Поэтому следует рассмотреть вопрос о парциальных ширинах распада резонансов, так как именно они определяют, в каких именно экспериментах есть наибольшие возможности обнаружить дибарионный резонанс.

Имеющиеся работы [87] показывают, что, например, отношение $\Gamma_{\pi d}/\Gamma$ (здесь Γ — полная ширина) мало и составляет не более 10%, в некоторых работах оценка приводит к еще меньшему значению — 1% и ниже [88]. В работе [89] отношении $\Gamma_{B^2 \rightarrow \pi^+ d}/\Gamma_{B^2 \rightarrow \pi^+ p n}$ вычислялось на основе предложенной авторами модели для волновой функции кварковых подсистем в мешке. Это отношение вычислялось как функция дибарионной массы, и при всех рассмотренных массах она оказалась малой (1,5—3%). Эта малость существенно обусловлена концентрацией дибарионной волновой функции в относительно малой области пространства (сравнительно с дейтроном), и, по мнению авторов, подавление дейтронного канала из-за дибарионной волновой функции является качественным явлением, не зависящим от детальных предположений. В работе [90] парциальные ширины распада дибарионных резонансов вычислялись с помощью теории возмущений. Результаты этих вычислений для 1D_2 и 3F_3 дибарионных резонансов в зависимости от параметра β (формфактор дибариона) представлены в табл. 1.

Таблица 1. Парциальные ширины дибарионных резонансов

Дибарион (масса, ГэВ)	Ширина, m_π	β , МэВ/с			
		180	280	380	480
2+ (2,18)	Γ	0,54			
	$\Gamma_{N\Delta} ({}^3S_2)$	0,35	0,35	0,34	0,34
	$\Gamma_{NN} ({}^1D_2)$	0,13	0,14	0,15	0,15
	$\Gamma_{\pi d} ({}^3P_2)$	0,06	0,05	0,05	0,05
3- (2,22)	Γ	1			
	$\Gamma_{N\Delta} ({}^3P_3)$	0,88	0,73	0,60	0,50
	$\Gamma_{NN} ({}^3F_3)$	0,11	0,26	0,39	0,48
	$\Gamma_{\pi d} ({}^3D_3)$	0,013	0,014	0,012	0,010

Парциальные ширины распада дибарионных резонансов вычислялись и в других работах [88], и во всех оценках $\Gamma_{NN\pi} > \Gamma_{NN} > \Gamma_{\pi d}$. Сила проявления резонанса зависит, естественно, от входного и выходного каналов. Поэтому среди всех реакций образования дибариона в NN - и πd -столкновениях (рис. 28) наибольший дибарионный сигнал следует ожидать в процессе $NN \rightarrow NN\pi$: и наименьший в процессе $\pi d \rightarrow \pi d$. Из имеющихся оценок для парциальных ширин распада резонансов можно установить, например, что вероятность наблюдать 1D_2 -резонанс в процессе $\pi d \rightarrow \pi NN$ почти на порядок выше, чем вероятность наблюдать резонанс 3F_3 , и т. д.

Следует остановиться еще на указании [36], что теоретически легче искать дибарион в трехчастичном конечном состоянии (πNN),

чем в двухчастичном (πd). Действительно, если образуется дибарионный резонанс, то амплитуда канала $NN \rightarrow N\Delta$ будет иметь резонансные зависимости по полной энергии S (из-за дибариона) и по двухчастичной энергии W (из-за изобары). Поэтому в этом

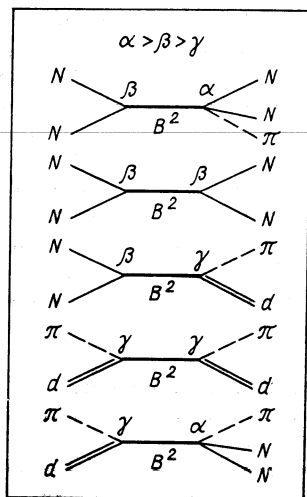


Рис. 28. Диаграммы, содержащие дибарион в промежуточном состоянии

канале в принципе возможно разделить эти зависимости экспериментально, следовательно, можно надеяться выделить дибарионную амплитуду (например, рассматривая кинематические области с разным вкладом изобары). В том случае, когда два нуклона в конечном состоянии образуют дейтрон, имеется однозначная связь между S и W . Поэтому, несмотря на экспериментальную привлекательность двухчастичного конечного состояния, становится невозможным разделить S - и W -зависимости амплитуды, если не иметь очень специальную модель для W -зависимости. $\pi d \rightarrow \pi p$. Кинематически полное исследование процесса развала дейтрона пионами было выполнено в двух экспериментах [91, 92]. В области (3.3)-изобары реакции $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\pm p$ исследовались в эксперименте на мезонной фабрике в Лос-Аламосе [91]. Экспериментальные данные при малых переданных импульсах достаточно хорошо описывались расчетом, учитывающим вклад полюсных диаграмм (рис. 29). Но ясно, что искать проявление дибарионных резонансов надо в той кинематической области, которая находится вне доминирования основных диаграмм. Такая область, где вклад полюсных диаграмм мал, определяется, например, большими импульсами обеих нуклонов. При больших импульсах нуклонов полученные экспериментальные данные не описывались теорией, поэтому авторы работы [91] добавляют диаграмму с 1D_2 дибарионным резонансом с параметрами, близкими тем, которые были получены в фазовых анализах NN -рассеяния. Парциальная ширина канала $B^2 \rightarrow \pi d$ была выбрана равной 0,08. Фазы каналов $N\Delta$ и πd по отношению к фоновой амплитуде выбирались как свободные параметры. В этом случае удалось описать экспериментальные данные при больших импульсах нуклонов (рис. 29).

При более высокой энергии исследование реакции $\pi^- d \rightarrow \pi^- p n$ было проведено в ЛИЯФ [92]. Полная энергия $\sqrt{s} = 2,29$ ГэВ близка к массе 3F_3 дибарионного резонанса, поэтому можно было ожидать проявления этого резонанса. На рис. 30 представлены экспериментальные импульсные спектры протонов (нейтронов) при различных ограничениях на импульс нейтрона (протона). При импуль-

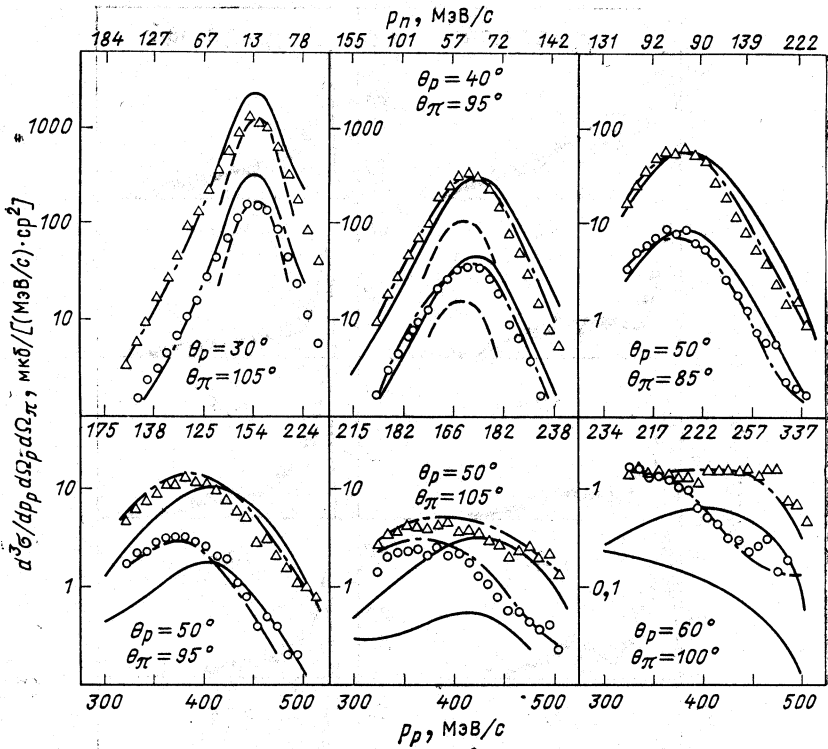


Рис. 29. Дифференциальные сечения реакции $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\pm pn$ [91]: Δ — для π^+ ; \circ — для π^- ; сплошная и пунктирная кривые — расчет без учета дибарионных резонансов; штрихпунктирная — с учетом дибарионных резонансов

сах больше 200 МэВ/с можно было ожидать вклад от дибарионных резонансов. На том же рисунке показаны результаты расчета [93], в котором когерентно учитывалось одно- и двукратное рассеяние пиона на нуклонах дейтрона, pn -взаимодействие в конечном состоянии, а также ферми-движение нуклонов. Диаграммы с дибарионными резонансами в расчете не учитывались. Как видно из сравнения результатов расчета и экспериментальных данных, теория соответствует эксперименту как в области квазиупругого рассеяния, так и далеко вне этой области. В спектрах нуклонов при импульсах больше 200 МэВ/с наблюдается значительный вклад перерассеяния пиона на нуклонах дейтрона, и нет оснований добавлять в теорию какие-либо диаграммы, связанные с дибарионными резонансами.

Как совместить результаты этих двух экспериментов? Можно предположить, что большое расхождение между теорией, не учитывающей дибарионные резонансы, и экспериментом в работе [91] обусловлено недостаточно точным учетом двукратного рассеяния π -мезона. Действительно, расчет по теории многократного рассеяния

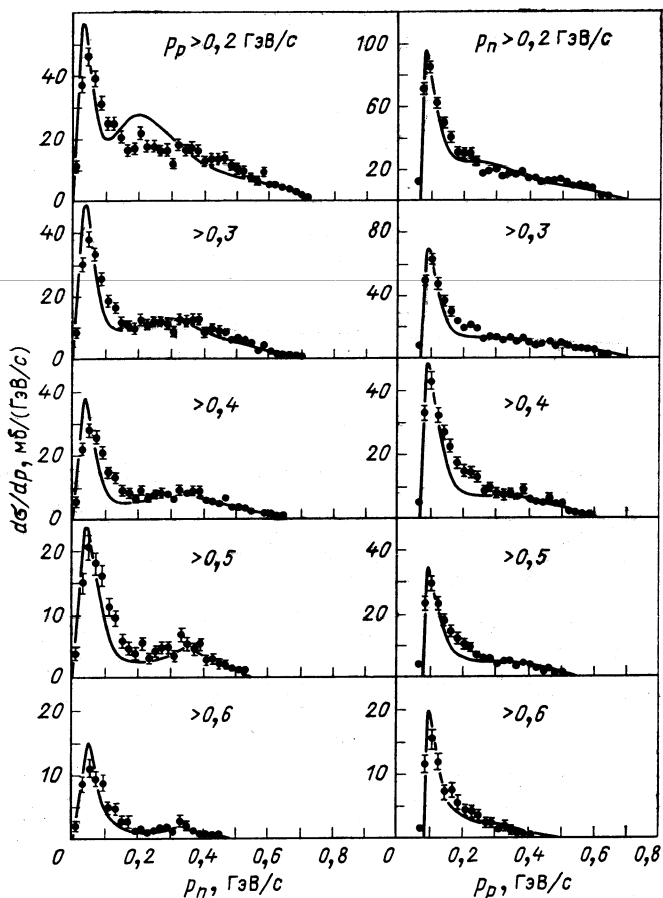


Рис. 30. Импульсные спектры нейтронов и протонов при различных ограничениях на импульс другого нуклона [92]:
 кривые — расчет по теории многократного рассеяния [93]

и без добавления дибарионных резонансов качественно объясняет [92] экспериментальные данные, полученные в Лос-Аламосе (рис. 31). К такому же выводу можно прийти из сравнения с экспериментом расчетов, выполненных с помощью релятивистских уравнений Фаддеева [94]. Оставшееся небольшое различие между теорией и экспериментом (рис. 31), возможно, объясняется либо перерассеянием пионов на нуклонах с кратностью больше двух, которые могут быть существенны в области (3,3)-изобары, либо действительно вкладом 1D_2 дибарионного резонанса. При этом то, что резонанс мог бы проявиться в эксперименте Лос-Аламоса (область 1D_2) и не виден в эксперименте ЛИЯФ (область 3F_3), объясняется большой разницей

произведений парциальных ширин распада во входном и выходном каналах для 1D_2 - и 3F_3 -резонансов (см. табл. 1).

Таким образом, для объяснения этих экспериментальных данных нет необходимости привлекать 3F_3 -резонанс. Что касается резонанса 1D_2 , то, если он и существует, его парциальная ширина распада в канал πd значительно меньше, чем приводимая в работе [91].

Инклюзивные спектры протонов, образующихся при развале дейтрона π^\pm -мезонами, измерялись в СИНе [95]. Реакции $d(\pi^\pm, p) X$ исследовались в кинематических условиях, близких к тем, которые были в экспериментах в Сакле по фоторождению. Можно было ожидать, что при фиксированных угле вылета и импульсе регистри-

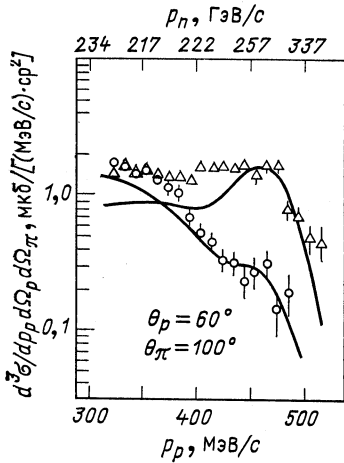


Рис. 31. Экспериментальные данные те же, что и на рис. 29: кривые — расчет по теории многократно-го рассеяния [93]

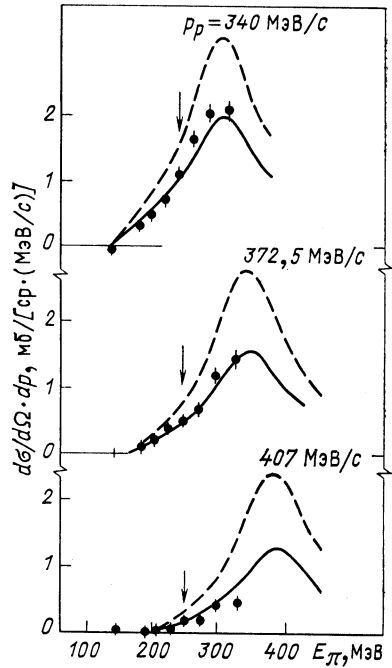


Рис. 32. Энергетическая зависимость сечения реакции $d(\pi^-, p) X$. Стрелкой указано положение резонанса

руемого протона в энергетической зависимости сечений будут максимумы, соответствующие дибарионному резонансу. Как и в эксперименте на γ -квантах, фон квазиупругих процессов подавляется тем, что протоны детектировались при больших импульсах и большом угле. Результаты измерений на пучке π^- -мезонов (конечное состояние $\pi^- p p$ аналогично в опыте по фоторождению) представлены на рис. 32. Никакого эффекта в окрестности массы 2,23 ГэВ не обнаружено. Различие результатов экспериментов под действием пионов и γ -квантов может быть следствием следующих причин: 1) структура в фотонном эксперименте обусловлена $T = 0$ дибарионным резонансом,

который не может образоваться в опыте с пионами; 2) константы связи дибариона в каналах γd и πd резко отличаются; 3) в эксперименте с γ -квантами обнаружен эффект, который не имеет отношения к обсуждаемой проблеме.

Упругое πd -рассеяние. На возможность обнаружения дибарионных резонансов в упругом πd -рассеянии впервые было указано в работе Канаи и др. [96] в 1979 г. Спустя два года появился расширенный вариант этой работы [97], в которой проводился анализ практически всех данных по упругому πd -рассеянию в области промежуточных энергий.

Уже указывалось, что наибольшая трудность при анализе любых экспериментальных данных заключается в том, что, помимо резонансной амплитуды, почти всегда имеется нерезонансная часть амплитуды, т. е. фоновая часть. И поэтому без точного знания фоновой амплитуды невозможно количественно оценить вклад дибарионных резонансов. Для упругого πd -рассеяния имеется возможность рассчитать фоновую амплитуду с меньшей неоднозначностью, чем для других процессов.

В работе [97] фоновая амплитуда определялась с использованием теории Глаубера и уравнений Фаддеева. Оказалось, что оба подхода приводят приблизительно к одинаковому описанию данных по πd -рассеянию, и даже в области больших углов, где, казалось бы, теория Глаубера неприменима. На основании этого был сделан вывод о том, что для фоновой амплитуды можно воспользоваться расчетом по теории Глаубера, учитываяшей только одно- и двукратное рассеяние. К этой амплитуде и добавлялась резонансная часть. Вводились четыре дибарионных резонанса $B_1^2(2,17; 2^+)$, $B_1^2(2,22; 3^-)$, $B_1^2(2,32; 2^-)$ и $B_1^2(2,43; 0^+$ или $4^+)$, существование которых предполагалось на основании фазового анализа Хоппизаки [49]. Параметры резонансов варьировались, чтобы получить лучшее описание экспериментальных данных — дифференциальных сечений упругого рассеяния. Оказалось, что введение резонансов существенно улучшает описание экспериментальных результатов (рис. 33) при импульсах пионов 300—500 МэВ/с, особенно в области больших углов. Обнаруженный в экспериментах минимум вокруг 100° естественно объясняется интерференцией между фоновыми и дибарионными 3- и 2-членами. Рост сечения при углах, близких к 180° , вызывается пионами из распада дибарионных резонансов. При малых углах эффект дибарионных резонансов исчезает из-за формфактора дейтрона и высоких парциальных волн в пион-нуклонной амплитуде.

В пользу существования резонансов в [97] приведено также хорошее описание энергетической зависимости дифференциального сечения рассеяния на угол 180° , в частности максимума при 700 МэВ/с, но известно [98], что эта зависимость может быть объяснена и без дибарионных резонансов.

Следует заметить, что авторы работ [96, 97] были подвергнуты критике [89] за использование малореалистических фоновых ампли-

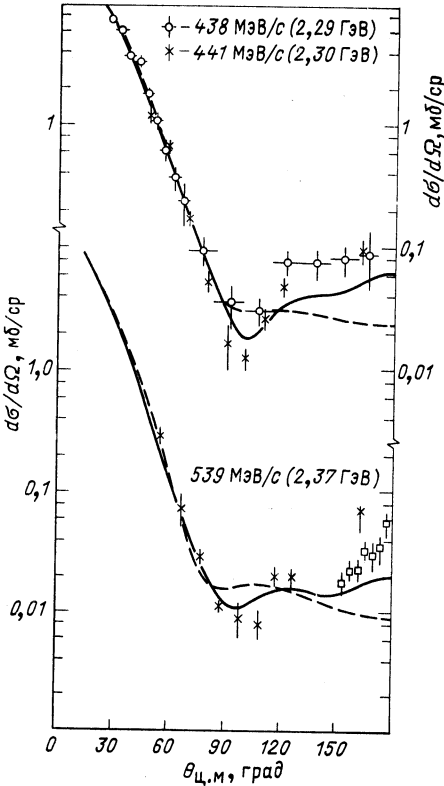


Рис. 33. Дифференциальные сечения упругого pd -рассеяния: сплошная кривая — с учетом резонансов; штриховая — без учета резонансов

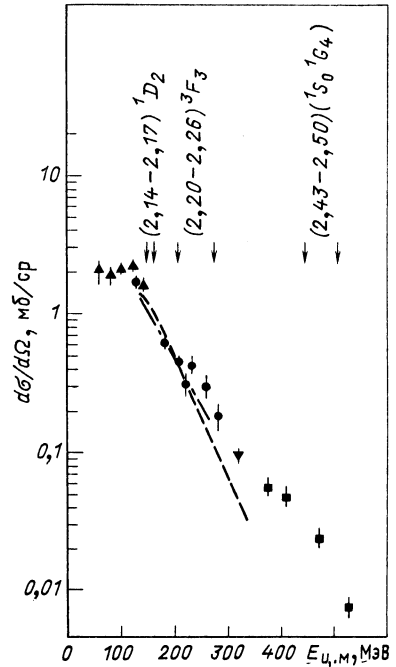


Рис. 34. Энергетическая зависимость упругого pd -рассеяния на угол рассеяния 180° :

Кривые — расчеты, использующие разные варианты релятивистской теории трех тел. Стрелками указано положение резонансов

туд для описания упругого рассеяния в области больших углов. А именно в этой области легче заметить дибарионный сигнал благодаря интерференции фоновой и резонансной амплитуд.

Специальный эксперимент по поиску дибарионных резонансов в упругом pd -рассеянии на 180° был проведен в СИНе [99]. В энергетической зависимости дифференциального сечения рассеяния на угол 180° , по мнению авторов, обнаружена структура в окрестности 250 МэВ в с. ц. м. (рис. 34), которая может быть обусловлена образованием дибарионного резонанса.

Результаты экспериментов по упругому pd -рассеянию назад в области более высоких энергий 0,4—0,15 ГэВ проанализированы недавно Кондратюком и др. [100] с использованием результатов [101]. Были рассчитаны энергетическая зависимость $d\sigma/d\Omega$ (180°),

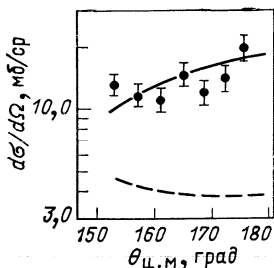


Рис. 35. Упругое πd -рассеяние назад при импульсе 593 МэВ/с [102]: \bullet — кривые из работы [100]; сплошная — с учетом дибарионных резонансов; штриховая — без учета дибарионных резонансов

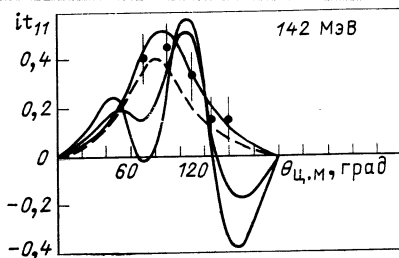
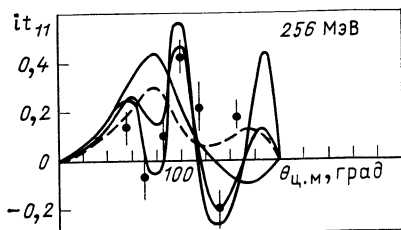


Рис. 36. Угловая зависимость вектора поляризации в упругом πd -рассеянии

угловые распределения при различных энергиях и поляризационные параметры. Оказалось, что рассчитанные без учета дибарионных резонансов значения $d\sigma/d\Omega$ (180°) лежат ниже экспериментальных данных в областях $0,4$ — $0,6$ и $1,2$ — $1,5$ ГэВ/с. В первой области можно ожидать вклад 3F_3 ($2,26$) и 1G_4 ($2,43$) дибарионных резонансов, а во второй — вклад резонанса с массой $2,9$ — $3,0$ ГэВ. Предполагая, что разница между экспериментальными и теоретическими значениями действительно возникает из-за неучтенного вклада дибарионных резонансов, были оценены πd -парциальные ширины резонансов: $9,5\%$ для 3F_3 ; $2,8\%$ для 1G_4 и 2% для резонанса с массой $2,9$ ГэВ. С учетом резонансов получено значительно лучшее описание экспериментальных данных.

Наиболее четко видна необходимость введения дибарионных резонансов в угловой зависимости дифференциальных сечений при импульсах пионов 500 — 700 МэВ/с. На рис. 35 представлены экспериментальные результаты [102] для углов рассеяния пиона 150 — 180° и рассчитанные в двух вариантах — без дибарионных резонансов (пунктирная линия) и с учетом вклада 3F_3 - и 1G_4 -резонансов (сплошная) в предположении, что они распадаются в πd -систему в D - и F -волнах соответственно. Включение вклада резонансов значительно улучшает описание экспериментальных данных.

Большая информация о дибарионных резонансах может быть получена из измерения поляризационных характеристик в упругом πd -рассеянии. Это связано с тем, что, поскольку вероятность распада в πd -канал мала, заметный сигнал от резонанса можно ожидать

только при наблюдении величин, которые чувствительны к интерференции между резонансной и фоновой амплитудами. В работе [103] выполнен расчет тензоров и векторов поляризации. Фоновая амплитуда вычислялась с помощью уравнений Фаддеева. К этой амплитуде добавлялись члены, соответствующие 1D_2 , 3F_3 и 1G_4 дибарионным резонансам. На рис. 36 представлены результаты расчета вектора поляризации $i t_{11}$. Пунктирной кривой показаны результаты расчета без учета дибарионных резонансов. Сплошными кривыми представлены результаты расчета с учетом дибарионных резонансов для разных параметров смешивания ϵ (дибарионы с данным J связаны в πd -канале с двумя пионными состояниями с угловыми моментами $l_\pi = J \pm 1$). Из рис. 36 следует, что при энергии пионов 256 МэВ в определенных вариантах расчета с учетом дибарионных резонансов вектор поляризации осциллирует и угловые зависимости для случаев без резонанса и с резонансом резко различаются.

Вектор поляризации при этих энергиях был измерен на мезонной фабрике СИН [104]. Результаты эксперимента приведены на рис. 36.

При энергии 142 МэВ экспериментальные данные совпадают как с расчетом, учитывающим дибарионный резонанс, так и с расчетом без них. При энергии 256 МэВ результаты измерения вектора поляризации показывают осцилляторное поведение, которое не описывается вариантом расчета, где не учитывались дибарионные резонансы. Таким образом было получено указание на существование по крайней мере одного дибарионного резонанса.

Следует отметить, что результаты этого эксперимента часто обсуждаются. В одной из работ [105] на основании фазового анализа πd -рассеяния был сделан вывод, что нет оснований включать 3F_3 дибарионный резонанс для описания экспериментальных данных, а достаточно вклада 2^+ и, возможно, 4^+ амплитуд. В работе Грейна и Лохера [106] рассматривается полный набор πd -переменных, необходимых для обнаружения дибарионных резонансов. Авторы указывают, что для идентификации резонансов и установления их параметров необходимо изучить детально энергетическую зависимость многих характеристик.

Угловая зависимость тензора поляризации t_{20} в упругом $\pi^+ d$ -рассеянии была измерена в экспериментах, выполненных на мезонных фабриках в Лос-Аламосе [107, 108] (при 142 МэВ) и на ускорителе СИН (при 138 МэВ) [109]. Результаты представлены на рис. 37.

В одной точке (около 150°) они не совпадают. Следует подчеркнуть, что результаты обоих экспериментов не описываются теоретическими кривыми как включающими (пунктирная линия), так и не включающими (точечная) поглощение мезонов. Наиболее важным результатом является обнаружение сильной и быстрой осцилляции в интервале углов 140 — 180° . При угле 150° значение t_{20} достигает максимально возможного теоретического значения $1/\sqrt{2}$. Как было пока-

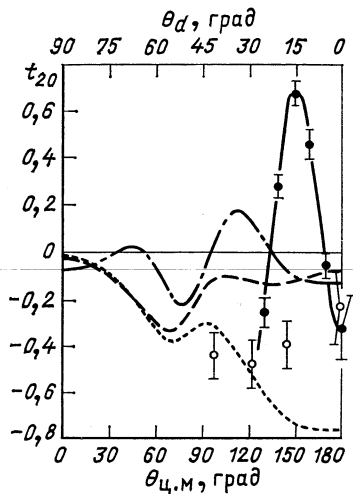


Рис. 37. Угловая зависимость тензора поляризации в упругом πd -рассеянии: экспериментальные точки — из работы [109]; (сплошная кривая проведена через экспериментальные точки; штрихпунктирная — различные варианты расчетов с дибарионными резонансами; штриховая и точечная без них).

ной, а также по сравнению с фоном. Поэтому полученные результаты могут свидетельствовать о том, что эта константа в действительности больше. В любом случае наблюдаемая осцилляция t_{20} указывает на сильную интерференцию высоких парциальных волн с фоном. Заметим, что измеренное значение t_{20} при 180° совпадает с $t_{20} = -0,304$, полученным в [97], где учитывались дибарионные резонансы.

$\pi^+d \rightarrow pp$. В реакции $\pi^+d \rightarrow pp$ дибарионный сигнал не может ожидатьсЯ значительно большим, чем в упругом πd -рассеянии, из-за малой парциальной ширины для входного канала. Поэтому поиски дибариона лучше проводить в измерении спиновых характеристик. Недавно спинзависящие параметры A_{y0} , A_{0y} , A_{xx} , A_{zx} были измерены в СИНе [111] для обратной реакции $pp \rightarrow \pi^+d$. Эти данные вместе с результатами более ранних работ позволили проанализировать процесс $pp \rightarrow \pi^+d$ с целью найти доказательства для дибарионных резонансов. В феноменологическом анализе $pp \rightarrow \pi^+d$ -реакции в области энергий 400—800 МэВ [112] использовалась модель, в которой амплитуда состояла из трех частей: борновская амплитуда с обменом нейтроном, амплитуда ΔN -промежуточного состояния и резонансная амплитуда. Анализ показал, что для описания данных по дифференциальным сечениям и поляризации необходим вклад амплитуды с 1D_2 и 3F_3 дибарионными резонансами. Однако спиновые характеристики в этом анализе описывались неудовлетворительно. Основной же недостаток этого анализа заключался в том, что в нем использовалась специфическая модель для нерезонансной части амплитуды, которая может быть неточна. Поэтому необходим модельно-независимый парциально-волновой анализ. В работах [113] такие

зано в ядерных реакциях [110], такой максимум связывается с резонансами в соответствующих компаунд-ядрах. На рис. 37 штрихпунктирной линией показаны результаты расчета, в котором учитывались 1D_2 , 3F_3 и 1G_4 дибарионные резонансы. Осцилляция не описывается расчетной кривой. Но в расчете используемая парциальная ширина дибариона принималась малой по сравнению с полной шириной, а также по сравнению с фоном.

парциально-волновые анализы были выполнены. Их результаты не противоречат существованию дибарионных резонансов.

Из новых экспериментальных результатов следует отметить измерение в СИНе значений вектора поляризации [114], а также измерения в ЛИЯФ и в СИНе дифференциальные сечения [115].

4. ЭФФЕКТЫ НЕУПРУГИХ ПОРОГОВ ИЛИ ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ?

Практически сразу после того, как было предложено объяснять результаты опытов по NN -взаимодействию в чистых спиновых состояниях с помощью дибарионных резонансов, стали появляться работы, в которых предлагалась нерезонансная интерпретация экспериментальных данных. В ранних работах на эту тему [116] упор делался на необходимость рассмотрения вклада высоких парциальных волн, на более аккуратную оценку фона и т. д. Эти соображения обсуждались в [117], где был дан ответ на эти первоначальные возражения.

Возможность нерезонансной интерпретации прежде всего связана с тем, что наблюдаемые в экспериментах эффекты находятся вблизи порога (3.3)-изобары и в той области энергий, где сечение неупругих процессов резко увеличивается. Это и привело к появлению многочисленных работ, в которых явления, приписываемые дибарионным резонансам, объяснялись без дибарионов, за счет роста неупругих сечений и пороговых явлений, связанных с рождением изобары. Следует отметить, что наиболее подробно теоретические работы, которые интерпретируют экспериментальные данные без привлечения идеи дибарионных резонансов, обсуждаются в [43].

Еще в 1978 г. появилась работа [118], в которой данные по $\Delta\sigma_L$ интерпретировались без введения дибарионных резонансов: рассматривалась изобарная модель для неупругих каналов. Предполагалось, что взаимодействия с обменом мезонами, которые вводились в изобарную модель, могут привести к такому изменению $\Delta\sigma_L$, которое наблюдается на опыте. Однако уже в [117] указывалось на несовместимость результатов модели однобозонного обмена с экспериментальными данными.

В [119] структуры в $\Delta\sigma_L$ и $\Delta\sigma_T$ объяснялись ростом синглетного и триплетного сечений, происходящим при разных энергиях (сдвинутых по энергетической шкале). Зависимость $\Delta\sigma_L$ и $\Delta\sigma_T$ от энергии в [119] описывалась хорошо, но не ясно, как при этом объясняются другие экспериментальные результаты. Кроме того, работа [119] основывалась в значительной степени на данных о сечениях неупругих каналов, которые недостаточно хорошо известны. Имеются к этой работе и претензии чисто теоретического порядка [43].

В работах [51, 120] развивается унитарная динамическая модель для взаимодействий частиц при промежуточных энергиях. В этой модели удастся объяснить многие (но не все!) экспериментальные данные, в них получено круговое движение на диаграмме Аргана

для 1D_2 - и 3F_3 -амплитуд без введения дибарионных резонансов (по этому поводу см. заключение настоящего обзора). Но в этих работах не исследовалось, соответствует ли предлагаемая модель существованию дибарионного резонанса или нет, хотя а priori он в модель не вводился. Частично эти вопросы рассматривались в [121, 122].

В [123, 124] рассматривались амплитуды упругого рассеяния в 1D_2 - и 3F_3 -волнах. Авторы пришли к выводу, что описание амплитуд в этих волнах можно провести без введения дибарионных резонансов. Однако в [43] указано, что некоторые упрощения, в частности аппроксимация левых разрезов полюсами, расположенными близко к порогу $N\Delta$, заставляют с осторожностью относиться к выводам [123, 124].

Единая теория $NN \rightarrow \pi d$ -, $\pi d \rightarrow \pi d$ - и NN -реакций предложена в [125]. Используя набор уравнений, связывающих NN - и πd -каналы, авторы детально изучают реакции $pp \rightarrow \pi^+ d$ -, $\pi d \rightarrow \pi d$ - и $NN \rightarrow NN$ -рассеяние. Оказалось возможным описать большинство дифференциальных сечений, не вводя дибарионных резонансов. Однако поляризационные характеристики в упругом канале эта теория не описывает.

Те же процессы исследуются в [126]. Основной вывод статьи заключается в том, что можно описать большинство характеристик без введения дибарионных резонансов. Однако количественное описание упругого рассеяния и $\pi d \rightarrow pp$ -канала неудовлетворительно.

В [127] рассмотрена модель, в которой определяются эффективные $N\Delta$ -пороги с различными относительными орбитальными угловыми моментами. Значения этих порогов оказались близкими к значениям всех предполагаемых дибарионных резонансов, кроме триплета с массой 2,43 ГэВ. Но надо отметить, что используемая модель содержит значительное число неоднозначностей.

Следует подчеркнуть, что главный недостаток большинства перечисленных работ заключается в том, что в них не анализировалось, не приводит ли неупругий канал $NN \rightarrow N\Delta$ к появлению полюсов в парциальных амплитудах.

Интерпретация экспериментальных данных с помощью дибарионных резонансов подвергалась критике в [128]. Основанием для критики были следующие соображения. Полученные из экспериментальных данных [7] значения $\text{Im } F_3$ были малы в интервале энергий 400—600 МэВ и требовали, чтобы почти все неупругое сечение было в состоянии 1D_2 . Это приводит к слишком малым неупругим амплитудам в других волнах, чтобы можно было объяснить большую поляризацию в процессе $pp \rightarrow \pi^+ d$. Новые, более точные измерения $\Delta\sigma_L$ [4—6] позволяют иметь неупругость в других парциальных волнах, и, таким образом, эта проблема исчезла. И хотя имеется еще другой вопрос — некоторое различие между предсказаниями фазового анализа для $\text{Re } F_3$ и значением этой величины, рассчитанной Грейном и Кроллом с использованием дисперсионных соотно-

шений, в последних своих работах [6, 129] Багг уже не исключает интерпретацию с дибарионными резонансами.

В работе [130] был применен резонансный критерий Бора для дибарионных амплитуд. Вычеты в полюсе резонансной амплитуды факторизуются, и тогда для ширин процессов $pp \rightarrow \pi d$, $pp \rightarrow pp$, $\pi d \rightarrow \pi d$ должно выполняться соотношение $\Gamma_{pp \rightarrow \pi d}^2 = \Gamma_{pp \rightarrow pp} \Gamma_{\pi d \rightarrow \pi d}$. Применяя это соотношение для 3F_3 и 1D_2 дибарионных резонансов, авторы работы [130] утверждают, что оно выполняется только для 1D_2 -резонанса, но не для 3F_3 . Что касается этой проверки, надо заметить следующее. Для каналов $NN \rightarrow NN$ и $\pi d \rightarrow \pi d$ в [130] берутся результаты соответствующих фазовых анализов, что естественно, хотя, возможно, и неоднозначно из-за неоднозначности самих анализов. Для процесса $pp \rightarrow \pi d$ используются вообще чисто модельные вычисления из [131]. Ясно, что если для $\Gamma_{pp \rightarrow \pi d}$ взять другие значения, получаемые также в модельных расчетах, то критерий Бора будет выполняться и для 3F_3 -резонанса.

Таковы, коротко, основные направления работ, в которых рассматривается нерезонансная интерпретация экспериментальных данных.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из предыдущего обсуждения, проблема дибарионных резонансов является сложной. Она сложна и с точки зрения экспериментальной — необходимо выделять в основном эффекты на большом фоне, и с точки зрения дальнейшей теоретической интерпретации — не каждый пик или аномалия имеет резонансное происхождение.

Вообще резонанс — это полюс в парциальной амплитуде, расположенный в комплексной плоскости вблизи физической области. Псевдорезонансами называют пики или нерегулярности, которые вызваны не полюсами S -матрицы, а открывающимися неупругими каналами. С экспериментальной точки зрения критерий существования резонанса заключается в существовании петли на диаграмме Аргана для парциальной амплитуды. Однако это условие является лишь необходимым, но недостаточным и поэтому не может быть использовано для однозначного выделения резонансов.

В работах [132, 133] было показано, что псевдорезонансам отвечают такие же диаграммы Аргана для парциальных амплитуд, как и истинным резонансам. Действительно, квадратная диаграмма, содержащая резонанс и частицу в промежуточном состоянии и дающая вклад, например, в реакции $NN (N\Delta) NN$, $\pi d (N\Delta) \pi d$, имеет корневую и логарифмическую особенности в парциальной амплитуде, которые и генерируют замкнутые петли на диаграммах Аргана. Экспериментальное различие псевдорезонансов от истинных резонансов может быть выявлено [87, 133], если строить диаграммы Аргана не для парциальной, а для полной амплитуды и сравнивать радиусы

петель Аргана для различных углов рассеяния. В частности, для углов рассеяния назад и вперед радиусы петель на диаграмме Аргана для истинных резонансов совпадают, а радиусы псевдорезонансных петель для рассеяния вперед значительно больше, чем назад.

Из других способов определения истинных резонансов следует выделить поиск полюсов в P -матрице, которая однозначно связана с S -матрицей. Недавно это было сделано для S -волн [3]. Кроме того, остается еще метод непосредственного определения полюса S -матрицы, как это делалось в [66—68] с помощью метода K -матрицы, правда, при этом имеется проблема левых разрезов [43], которая требует еще окончательного решения.

А вместе с тем интерес к дибарионным резонансам не ослабевает, а увеличивается. Только за 1980—1981 гг. в журналах опубликовано более 60 статей, так или иначе рассматривающих проблему дибарионов. Но и нынешние программы всех ускорителей на промежуточные энергии содержат исследования дибарионных резонансов. Все это говорит о важности обсуждаемой проблемы и о необходимости новых усилий на ее разрешение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jaffe R.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 195.
2. Mulders P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 543; Aerts A. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. D17, p. 260.
3. Simonov Yu. A. Preprint ITEP-63, Moscow, 1981.
4. Auer I. P. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. D24, p. 2008.
5. Aprile E. e.a.— SIN Phys. Rept., 1981, v. 3, p. 78.
6. Axen D. e.a.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, v. 7, p. 1225.
7. Auer I. P. e.a.— Phys. Lett., 1977, v. 67B, p. 113; 1977, v. 70B, p. 475.
8. Auer I. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 354.
9. De Boer W. e.a.— Ibid., 1975, v. 34, p. 558.
10. Biegert E. K. e.a.— Phys. Lett., 1978, v. 73B, p. 235.
11. Wainer J., Lomon E.— Phys. Rev., 1980, v. D22, p. 1217.
12. Fields T. H., Yokosawa A.— Ibid., v. 21, p. 1432.
13. Arndt R. A., VerWest B. J. Preprint DOE/ER/05223-29, 1980.
14. Auer I. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1177.
15. Devlin T. J. e.a.— Phys. Rev., 1973, v. D8, p. 136.
16. Bystricky J., Lehar F. Nucleon-Nucleon Scattering Data, Karlsruhe, 1978.
17. Lisowski P. W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 255.
18. Shamu R. E. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. D25, p. 2008.
19. Yokosawa A.— Phys. Reports, 1980, v. 64, p. 47.
20. Vorobyov A. A. e.a.— Phys. Lett., 1972, v. 41B, p. 639.
21. Величко Г. Н. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 615.
22. Lasinski T. e.a.— Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1792; 1969, v. 179, p. 426; Nucl. Phys., 1972, v. B37, p. 1.
23. Beznogikh G. G. e.a.— Phys. Lett., 1973, v. 43B, p. 85.
24. Комаров Е. Н. Препринт ЛИЯФ-749, Л., 1981.
25. Grein W., Kroll P.— Nucl. Phys., 1978, v. B137, p. 173.
26. Grein W., Kroll P.— Ibid., 1982, v. A377, p. 505.
27. Albrow M. G. e.a.— Nucl. Phys., 1970, v. B23, p. 445.

28. Hidaka K. e.a.— Phys. Lett., 1977, v. 70B, p. 470.
 29. McNaughton M. W., Chamberlin E. P.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 1778.
 30. Auer I. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1436.
 31. Борисов Н. С. и др.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1583.
 32. Bell D. A. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 94B, p. 310.
 33. Besset D. e.a.— Nucl. Phys., 1980, v. A345, p. 435.
 34. McNaughton M. W. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 838.
 35. Svarc A. e.a.— Nucl. Phys., 1981, v. A370, p. 468.
 36. Bugg D. Rapporteur's Talk at the Intern. Conference, Versailles, France, 1981.
 37. Auer I. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1150.
 38. König A., Kroll P.— Nucl. Phys., 1981, v. A356, p. 345.
 39. Dakhno L. G. e.a.— Phys. Lett., 1982, v. 114B, p. 409.
 40. Дунайцев А. Ф., Прокошкин Ю. Д.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1656.
 41. Cence B. J. e.a.— Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 2713.
 42. Bugg D. V. e.a.— Ibid., 1964, v. 133, p. 1017.
 43. Анисович В. В.— В кн.: Нуклон-нуклонные и пион-нуклонные взаимодействия при промежуточных энергиях. Л., Изд. ЛИЯФ, 1982.
 44. Hashimoto K., Hoshizaki N.— Progr. Theoret. Phys., 1980, v. 64, p. 1963.
 45. Hashimoto K. e.a.— Ibid., p. 1678.
 46. Grein W. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 96B, p. 176.
 47. Hancock A. D. e.a. University of Houston. Preliminary draft, 1981.
 48. Umland E. e.a. AIP Conf. Proc., 1981, v. 69, p. 172.
 49. Hoshizaki N.— Progr. Theoret. Phys., 1978, v. 60, p. 1796; 1979, v. 61, p. 129.
 50. Dubach J. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 106B, p. 29.
 51. Kloet W. M., Silbar R. R.— Nucl. Phys., 1980, v. A238, p. 281.
 52. Silbar R. R., Kloet W. M.— Nucl. Phys., 1980, v. A338, p. 317.
 53. Shahbazian B. A. JINR, E1-81-776, Dubna, 1981.
 54. Shahbazian B. A. e.a.— Nucl. Phys., 1973, v. B53, p. 19.
 55. Абдвалиев А. А. и др. ОИЯИ, P1-11614, P-11615, P1-11616, Дубна, 1978.
 56. Chuvilo I. V. e.a. 9 ICONEPANS, 1981.
 57. Баюков Ю. Д. и др. ИТЭФ-103, М., 1976.
 58. Hoshizaki N. Proc. of the 2nd meeting on exotic resonances, Hiroshima, Japan, 1980, p. 1.
 59. Bystricky J. e.a. Preprint D-PH-PE 79-01, Saclay, 1979.
 60. Kanada H. e.a. Proc. of the 2nd meeting on exotic resonances, Hiroshima, Japan, 1980, p. 20.
 61. Akemoto M. e.a. Preprint HUPD-8113, Hiroshima, 1981.
 62. Джгаркава М. и др.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 65.
 63. Dubois R. e.a.— Nucl. Phys., 1982, v. A377, p. 554.
 64. Гребенюк О. Г., Комаров Е. Н., Шкляревский Г. М.— В кн.: Нуклон-нуклонные и пион-нуклонные взаимодействия при промежуточных энергиях. Л. Изд. ЛИЯФ, 1982.
 65. Гребенюк О. Г., Комаров Е. Н., Шкляревский Г. М.— ЯФ, 1984, т. 39, с. 74.
 66. Bhandari R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1111.
 67. Edwards B., Thomas G.— Phys. Rev., 1980, v. D22, p. 2772.
 68. Edwards B.— Phys. Rev., 1981, v. D23, p. 1978.
 69. Kamae T. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 468.
 70. Kamae T., Fujita T.— Ibid., p. 471.
 71. Ikeda H. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1321.
 72. Dougan P. e.a.— Z. Phys. A., 1976, Bd 276, S. 55.
 73. Ogawa K. e.a.— Nucl. Phys., 1980, v. 340, p. 451.
 74. Браташевский А. С. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 860; 1980, т. 32, 418.
 75. Горбенко В. Г. и др.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 130; 1980, т. 32, с. 387.

76. Адамян Ф. В. и др. Препринт ЕФИ-505 (48)-81, Ереван, 1981.
77. Broekman R. e.a. Preprint Bonn IR-79-25, Bonn University, 1979.
78. Schwille W. J. Proc. of 1979 INS Symposium of Particle Physics in GeV Region, Tokio, 1979, p. 143.
79. Ishii I. e.a.— Phys. Lett., 1982, v. 110B, p. 441.
80. Baba K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 729.
81. Браташевский А. С. и др.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 410.
82. Anastasio M., Chemtob M.— Nucl. Phys., 1981, v. A364, p. 219.
83. Заяц А. А., Омелаенко А. С.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 671, 1376; 1981, т. 34, с. 1585.
84. Заяц А. А., Омелаенко А. С.— Укр. фіз. журн., 1981, т. 26, с. 1376.
85. Argan P. E. a.e.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 96; Tamas G.— Nucl. Phys., 1981, v. A358, p. 477c.
86. Argan P. E. a.e. La Toussuire, Feb., 1977; Tamas G. Intern. School of intermediate energy nuclear physics. Ariccia June, 1979.
87. Simonov Y. A., van der Velde M. J.— Phys. G, 1979, v. 5, p. 439.
88. Araki M. e.a.— Progr. Theoret. Phys., 1980, v. 63, p. 2133.
89. Grein W. e.a.— Nucl. Phys., 1981, v. A356, p. 269.
90. Duck I., Umland E.— Phys. Lett., 1981, v. 96B, p. 230.
91. Hofstieger J. H. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. c23, p. 407.
92. Дахно Л. Г. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 630.
93. Обрант Г. З.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 862.
94. Garcilazo H.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 577.
95. Arvieux J. e.a.— SIN News Lett., 1980, N 13, p. 28.
96. Kanai K. e.a.— Progr. Theoret. Phys., 1979, v. 62, p. 153.
97. Kanai K. e.a.— Ibid., 1981, v. 65, p. 266.
98. Кондратюк Л. А., Лев Ф. М.— ЯФ, 1976, т. 23, с. 1056.
99. Frascaria R. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. B91, p. 345.
100. Kondratyuk L. A. e.a. Preprint ITEP-135, 1981.
101. Baker B. L. G. e.a.— Nucl. Phys., 1979, v. B158, p. 497.
102. Keller R. e.a.— Phys. Rev., 1975, v. D11, p. 2389.
103. Kuhodera K. e.a.— J. Phys., 1980, v. G6, p. 171.
104. Bolger J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 167.
105. Arvieux J.— Phys. Lett., 1981, v. 103B, p. 99.
106. Grein M., Locher M. P.— J. Phys., 1981, v. G7, p. 1355.
107. Holt R. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 472.
108. Holt R. J. e.a.— Ibid., 1979, v. 43, p. 1229.
109. Ulbricht J. e.a.— Ibid., 1982, v. 48, p. 311.
110. Grüebler W. e.a.— Nucl. Phys., 1975, v. A242, p. 285.
111. Aprile E. e.a.— Ibid., 1980, v. A335, p. 245.
112. Kamo H., Watari W.— Progr. Theoret. Phys., 1979, v. 62, p. 1035; 1980, v. 64, p. 338.
113. Kamo H. e.a.— Ibid., 1980, v. 64, p. 2144; 1982, v. 68, p. 2074; Kravtsov A. V. e.a.— J. Phys. G, 1983, v. 9, p. L187.
114. Boschitz E.— Lect. Notes in Phys., 1981, v. 137, p. 243.
115. Hofstieger J. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 100B, p. 462; Борковский М. Е.— Препринт ЛИЯФ 918, Л., 1983.
116. Minami S.— Phys. Lett., 1978, v. B74, p. 120; Phys. Rev., 1978, v. 18, p. 3273.
117. Hidaka K., Yokosawa A. Surveys in High Energy Physics, London, 1979, p. 141.
118. Arik M., Williams P. G.— Nucl. Phys., 1978, v. B136, p. 125.
119. Hollas G.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1186.
120. Kloet W. M., Silbar R. R.— Nucl. Phys., 1981, v. A364, p. 346; Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 970.
121. Kloet W. M. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 99B, p. 80.
122. Kloet W. M., Tjon J. A.— Ibid., v. 106B, p. 24.
123. Duck I.— Ibid., p. 267.

124. Verwest B. J. Preprint, Texas Univ., 1981.
125. Blankleider B., Afnan I. R.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 1572.
126. Mizutani T. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 107B, p. 177.
127. Niskanen J. A. Preprint HU-TET-81-53. Helsinki, 1981.
128. Bugg D. V.— Nucl. Phys., 1980, v. A335, p. 171; J. Phys., 1979, v. G5, p. 1349; AIP Conf. Proc., 1979, v. 51, p. 362.
129. Bugg D. V. Report on the 1980 Intern. Symposium on High Energy with Polarized Beams and Polarized Targets Lausanne, 1980.
130. Rinat A. S., Arvieux J.— Phys. Lett., 1981, v. 104B, p. 182.
131. Rinat A. S. e.a.— Nucl. Phys., 1981, v. A364, p. 486.
132. Hoenig M. M. e.a.— Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 2102; Bakker B. L. G.— Lett. Nuovo cimento, 1977, v. 19, p. 265.
133. Народецкий И. М., Симонов Ю. А.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 1356.