32

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
SEP 4 1997
LIBRARY

19-97

ITEP-19-97

АЛЕКСЕЕВ И.Г., БУДКОВСКИЙ П.Е., ЖУРКИН В.В., КАНАВЕЦ В.П., КОРОЛЕВА Л.И., ЛЕВИНТОВ И.И., МАРТЫНОВ В.И., МОРОЗОВ Б.В., НЕСТЕРОВ В.М., РЫЛЬЦОВ В.В., СВИРИДА Д.Н., СУЛИМОВ А.Д., СУМАЧЕВ В.В.

Рождение пионов в реакции $\pi^- p\uparrow \to \pi^- \pi^+ n$ на поляризованной протонной мишени при 1.78 ГэВ/с

Fermilab Library
0 1160 0057981 7

Москва 1997

УДК 539.I М-I6

РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ В РЕАКЦИИ $\pi^- p\uparrow \to \pi^- \pi^+ n$ НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ ПРИ I.78 ГэВ/с: Препринт ИТЭФ I9-97/

И.Г.Алексеев,П.Е.Будковский,В.В.Журкин,В.П.Канавец, Л.И.Королева,И.И.Левинтов,В.И.Мартынов,Б.В.Морозов, В.М.Нестеров,В.В.Рыльцов,Д.Н.Свирида,А.Д.Сулимов, В.В.Сумачев+ - М., I997 - 32с.

В статье представлены результаты экспериментального исследования реакции рождения дипионов пучком отрицательных пионов с импульсом 1.78 ГэВ/с на поляризованной протонной и жидководородной мишенях. Работа проведена в области масс дипиона в районе массы ρ-мезона при малых переданных импульсах. Восстановлен полный набор элементов спиновой матрицы плотности и проведены модельно-независимый и модельно-зависимый амплитудные анализы реакции. Эксперимент позволяет устранить имеющуюся при высоких энергиях неоднозначность решения амплитудного анализа. Полученные данные свидетельствуют в пользу существования $\sigma(750)\ 00^{++}$ с M_σ=744±5 МэВ и Γ_σ=77±22 МэВ. Полученные данные позволяют также оценить интерсепт a_1-мезона. Эксперимент выполнен на ускорителе ИТЭФ.

The paper presents results of the experimental study of the reaction of dipion production by the beam of the negative pions with momentum 1.78 GeV/c on polarized proton and liquid hydrogen targets. The experiment covers the region of dipion masses near the mass of ρ-meson and small momenta transferred. The whole set of spin density matrix elements was reconstructed and model-independent and model-dependent amplitude analyses of the reaction were performed. The experiment allows to exclude the ambiguity of the amplitude analysis existing at high energies. The data evidences in favour of existing of $\sigma(750)\ 00^{++}$ with M_σ=744±5 MeV and Γ_σ=77±22 MeV. The data also allows to estimate intersept of a_1-meson. The experiment was performed at the accelerator ITEP.

Рис. - II, список лит. - 48 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, I997

+ ПИЯФ, Гатчина

1. Введение

Эксклюзивные реакции рождения пионов пионами являются важным источником информации о природе сильного взаимодействия как с точки зрения исследования динамики этих процессов, так и изучения пион-пионного взаимодействия.

Известно, что периферические реакции при промежуточных и высоких энергиях успешно описываются моделями эффективных мезонных обменов. Процессы мезонообразования в этой кинематической области позволяют исследовать аспекты динамики, существенно отличные от доминирующих в хорошо изученных реакциях упругого рассеяния, и их дополняющие. В то время как упругое пион-нуклонное рассеяние описывается обменом объектами (частицами или реджеонами) натуральной четности при преобладающем вкладе померонного (многоглюонного) обмена, в мезонообразованиии доминирующую роль играет обмен легкими кварками в состояниях ненатуральной четности.

Привлекательной особенностью реакций с рождением векторных мезонов является глубокая связь между их поляризационным состоянием (выстроенностью) и механизмом обмена. Так обмен объектом с квантовыми числами пиона приводит к рождению ρ-мезона с нулевой спиральностью (в системе t-канала), а обмен объектом натуральной четности - к состояниям ρ-мезона с единичной спиральностью [1]. Поскольку процесс распада векторных мезонов является эффективным анализатором их поляризационного состояния, угловые распределения продуктов реакции представляют собой весьма чувствительный индикатор природы взаимодействия.

До настоящего времени в области промежуточных энергий был реализован ряд экспериментов по исследованию рождения пионов пионами на неполяризованных протонных мишенях [2,3,4,5,6,7]. Их результаты указывали на доминирующую роль однопионного обмена (OPE) и заметное влияние эффектов поглощения. Общая картина удовлетворительно описывалась моделями однопионного обмена с поглощением (OPEA) [8] и Редже-моделями с учетом движущихся ветвлений [9]. Вместе с тем отсутствие информации о спиновой зависимости динамики генерации мезонов (исключая предварительные данные настоящего эксперимента об асимметрии рождения дипионов на поперечно-поляризованной протонной мишени при 1.78 ГэВ/с [10]) не позволяло далее продвинуться в понимании механизмов реакции и, в частности, получить оценки вклада аксиально-векторного обмена.

В области высоких энергий были выполнены эксперименты с применением поперечно-поляризованной протонной мишени при 17.2 ГэВ/с [11] и поперечно-поляризованной дейтериевой мишени при 5.98 и 11.85 ГэВ/с [12]. Были наблюдены большие (до 50 %) эффекты асимметрии в рождении ρ-мезонов. Они были объяснены как результат существенного вклада обменов

аксиально-векторного типа (a_1-мезоном), что вызвало сомнения в обоснованности реализованных ранее фазовых анализов пион-пионного рассеяния, опиравшихся на предположение о несущественной роли этого механизма. Нетривиальные результаты обсуждаемых экспериментов ставят также вопрос об энергетической зависимости спиновых эффектов, сведения о которой позволили бы оценить важный для теории интерсепт реджевской аксиально-векторной траектории.

Весьма полезной особенностью реакции $\pi^- p_\uparrow \to \pi^+\pi^- n$ (1) на поперечно-поляризованной протонной мишени является возможность исследования пион-пионного взаимодействия в S-состоянии путем почти полного безмодельного амплитудного ("интерференционного") анализа. В массовом интервале до 1 ГэВ/c^2 реакция (1) описывается восемью комплексными амплитудами, шесть из которых соответствуют рождению дипиона в P-состоянии со спиральностью - 1,0,+1 с флипом или без флипа спиральности нуклона и две - рождению дипиона в S-состоянии. При выборе поперечных амплитуд для описания состояния нуклона могут быть восстановлены модули всех участвующих амплитуд и их относительные фазы с точностью до общей и одной относительной фазы между двумя группами амплитуд [13]. Такой анализ позволяет, в частности, разделить интенсивности S- и P-дипионов без дополнительных предположений, что обеспечивает возможность безмодельного исследования массовой зависимости S-волны, важной для спектроскопии скалярных мезонов.

Фазовый анализ упругого пион-пионного рассеяния, опирающийся на интерференционный анализ реакции (1), является основным источником информации для спектроскопии легких кварков. Прежние фазовые анализы $\pi\pi$-рассеяния использовали данные о реакции (1) на неполяризованных протонах [14]. Они основывались на нетривиальных физических предположениях о "спиновой когерентности", то есть отсутствия A_1-обменов, или о "фазовой когерентности", то есть равенства фаз амплитуд P-волны с нулевой и единичной спиральностью. Результаты этих анализов демонстрировали двузначность в поведении S-волны с нулевым изоспином δ_0^0 при массах дипионов выше 700 МэВ, получившей название UP-DOWN неоднозначности. Решение "UP" соответствовало более быстрому изменению фазы δ_0^0 под пиком ρ-мезона и интерпретировалось как резонансное в противоположность решению "DOWN". Прямые измерения массовой зависимости интенсивности пион-пионного рассеяния в реакциях с двумя π^0-мезонами в конечном состоянии [15] привели к противоречивым заключениям о существовании относительно узкого скалярного резонанса. Дальнейшие исследования реакции (1) при высоких энергиях с применением поляризованных мишеней [11,12] однако показали, что предположения, положенные в основу предыдущих фазовых анализов, противоречат эксперименту. Безмодельный амплитудный анализ данных при 17.2 ГэВ/с привел к решению для интенсивности S-волны, характеризующемуся четырехкратной неоднозначностью [16]. Однако все варианты решения соответствовали резонансному поведению S-волны в области ρ-мезона. Важным дополнительным аргументом в пользу существования резонанса служит наблюденная слабая массовая зависимость относительной фазы амплитуд S-волны и P-волны с нулевой спиральностью. Совместный амплитудный анализ [17] экспериментальных данных по реакциям (1) и $\pi^+ p \to \pi^+\pi^-\Delta^{++}$ привел к

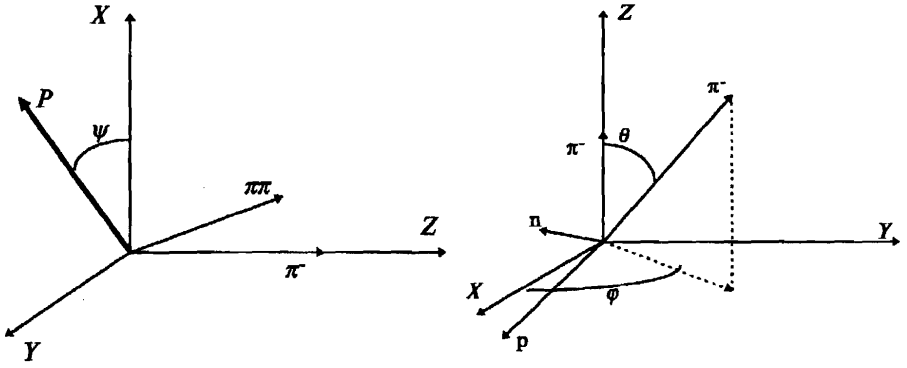
выводу о существовании двух ветвей решения для S-волны, соответствующих относительно узкому (M=750 МэВ, Г=200 МэВ) и широкому (M=600 МэВ, Г=450 МэВ) резонансам. Последний фазовый анализ упругого пион-пионного рассеяния [18], выполненный с учетом вклада аксиально-векторного обмена на основе данных [11], также привел к заключению о существовании двух ветвей решения для фазы δ_0^0. Таким образом, совокупность имеющихся экспериментальных данных по периферическому рождению пионов не позволяет разрешить UP-DOWN неоднозначность фазового анализа, которая остается открытой проблемой мезонной спектроскопии. Вместе с тем, эти данные указывают на существование скалярно-изоскалярного резонанса в области масс ниже 1 ГэВ (широкого сигма-мезона f_0(400-1200) и/или узкого f_0(750)).

История поисков этих состояний длительна и противоречива. Вплоть до 1974 года широкий скалярно-изоскалярный резонанс фигурировал в таблицах PDG с обозначениями σ, ε или δ_{0+} . В 1996 году он снова появился в этих таблицах с обозначением f_0(400-1200). Существование и свойства сигма-резонанса тесно связаны с вопросом о структуре основного состояния нонета скалярных мезонов и природе скалярных мезонов. В последние годы становится все более очевидным, что стандартная AMP-параметризация синглет-изосинглетной амплитуды пион-пионного рассеяния ("DOWN"-решение) [19] соответствует существованию широкого (Г>500 МэВ) сигма-мезона с массой в интервале (400÷1200) МэВ. С теоретической точки зрения сигма-мезон необходим для описания нуклон-нуклонных взаимодействий и в ядерной физике. Легчайший скалярно-изоскалярный мезон, сильно связанный с ππ-системой, важен и в большинстве моделей спонтанного нарушения киральной симметрии, например в линейной σ-модели [20], которая требует широкого скалярного мезона с массой, равной двум массам конституэнтного кварка (≈700 МэВ). Расчеты в рамках обычной $q\bar{q}$-модели [21] аргументируют σ-мезон с массой (500÷1000) МэВ и шириной (200÷500) МэВ. Недавно опубликованный анализ данных по легчайшему 0^{++} нонету продемонстрировал возможность успешного описания всех известных скалярных мезонов с массой ниже 1500 МэВ в рамках $q\bar{q}$-модели с учетом спонтанного нарушения киральной симметрии, аналитичности, унитарности и других общих теоретических ограничений [22]. В этой модели σ-мезон представляет собой легчайшее состояние 0^{++} нонета со структурой $u\bar{u}+d\bar{d}$ и является киральным партнером пиона. В целом, однако, интерпретация скалярных мезонов продолжает оставаться открытым вопросом спектроскопии легких кварков.

Таким образом, современное экспериментальное и теоретическое состояние проблемы легкого скалярно-изоскалярного мезона требует дополнительной экспериментальной информации. В настоящей работе мы представим данные о реакции $\pi^- p_\uparrow \to \pi^+\pi^- n$ на поперечно-поляризованной протонной мишени, полученные в области малых переданных импульсов при промежуточных энергиях, в сравнении с соответствующими результатами при высоких энергиях. Для интерпретации результатов будет использована реджевская феноменология, обеспечивающая естественную связь между областями высоких и промежуточных энергий.

2. Наблюдаемые и амплитуды реакции $\pi^- p \to n\pi^-\pi^+$

При фиксированном импульсе пучка реакция с тремя частицами в конечном состоянии полностью описывается 5 кинематическими переменными [23]. В качестве таковых мы будем использовать две энергетические переменные - квадрат переданного четырехимпульса t и инвариантную массу дипиона $M_{\pi\pi}$ и три угловые переменные (рис. 1) - угол между нормалью к плоскости реакции и поперечной поляризацией (P) ψ и два угла распада дипиона - углы Гофрида-Джексона θ и Треймана-Янга φ. Последние два угла определяются как полярный и азимутальный углы вылета отрицательного пиона в Джексоновской системе координат [1] (спиральная система t-канала), в которой дипион покоится, ось z направлена вдоль пучка, а ось y - по нормали к плоскости реакции.



а) б)

Рис. 1. Определение углов ψ (а) и θ и φ (б).

Введем также переменную $t'=t-t_{min}$, где t_{min} - минимальный по абсолютной величине квадрат переданного импульса, необходимый для генерации дипиона с данной инвариантной массой $M_{\pi\pi}$.

При фиксированных $M_{\pi\pi}$ и t зависимость сечения от угловых переменных может быть представлена в виде [24]:

$$I(\theta,\varphi,\psi) = I_0(\theta,\varphi) + P_t \cdot \cos\psi \cdot I_Y(\theta,\varphi) + P_t \cdot \sin\psi \cdot I_X(\theta,\varphi).$$

В области масс ρ-мезона, где можно ограничиться вкладом только S и P волн, имеем:

$$I_0(\theta,\varphi) = 1 + (\rho_{00} - \rho_{11}) \cdot (3\cos^2\theta - 1) - \rho_{1-1} \cdot 3\sin^2\theta\cos 2\varphi - \\ - \mathrm{Re}\rho_{10} \cdot 3\sqrt{2}\sin 2\theta\cos\varphi + \mathrm{Re}\rho_{0S} \cdot 2\sqrt{3}\cos\theta - \mathrm{Re}\rho_{1S} \cdot 2\sqrt{6}\sin\theta\cos\varphi \quad (2.1),$$

$$I_Y(\theta,\varphi) = (\rho^y_{SS} + \rho^y_{00} + 2\rho^y_{11}) + (\rho^y_{00} - \rho^y_{11}) \cdot (3\cos^2\theta - 1) - \rho^y_{1-1} \cdot 3\sin^2\theta\cos 2\varphi - \\ - \mathrm{Re}\rho^y_{10} \cdot 3\sqrt{2}\sin 2\theta\cos\varphi + \mathrm{Re}\rho^y_{0S} \cdot 2\sqrt{3}\cos\theta - \mathrm{Re}\rho^y_{1S} \cdot 2\sqrt{6}\sin\theta\cos\varphi \quad (2.2),$$

$$I_X(\theta,\varphi) = \mathrm{Im}\rho^x_{1-1} \cdot 3\sin^2\theta\sin 2\varphi + \mathrm{Im}\rho^x_{10} \cdot 3\sqrt{2}\sin 2\theta\sin\varphi + \mathrm{Im}\rho^x_{1S} \cdot 2\sqrt{6}\sin\theta\sin\varphi \quad (2.3).$$

С условием нормировки $\rho_{SS} + \rho_{00} + 2\rho_{11} = 1$ (2.4).

В этих выражениях $\rho_{\alpha\beta}$ - элементы спиновой матрицы плотности (ЭСМП), впервые введенные для случая интерференции S и P-волн, в частности, в работе [25].

С другой стороны полное описание реакции дается с помощью набора спиральных амплитуд $<j,m,\chi|T|\lambda>$, где j и m - спин и спиральность димезона, а χ и λ - спиральности протона и нейтрона, соответственно. Закон сохранения четности для амплитуд с переворотом и без переворота спиральности нуклона имеет вид:

$$N_m^j = < j,m,\frac{1}{2}|T|\frac{1}{2} > = (-1)^{m+1} < j,-m,-\frac{1}{2}|T|-\frac{1}{2} > \quad (2.5),$$

$$F_m^j = < j,m,\frac{1}{2}|T|-\frac{1}{2} > = (-1)^{m} < j,-m,-\frac{1}{2}|T|\frac{1}{2} > \quad (2.6).$$

Введем также амплитуды соответствующие обмену с определеной натуральностью [26]:

$$U_{N_0}^j = N_0^j, U_{N_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[N_m^j + (-1)^m N_{-m}^j\right], \; N_{N_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[N_m^j - (-1)^m N_{-m}^j\right]; \quad (2.7)$$

$$U_{F_0}^j = F_0^j, U_{F_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[F_m^j + (-1)^m F_{-m}^j\right], \; N_{F_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[F_m^j - (-1)^m F_{-m}^j\right]. \quad (2.8)$$

Здесь амплитуды N соответствуют натуральному обмену, а U - ненатуральному. И, наконец, введем выражения для поперечных нуклонных амплитуд:

$$U_{g_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[U_{N_m}^j + iU_{F_m}^j\right], N_{g_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[N_{N_m}^j - iN_{F_m}^j\right] \quad (2.9),$$

$$U_{h_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[U_{N_m}^j - iU_{F_m}^j\right], N_{h_m}^j = \sqrt{\frac{1}{2}}\left[N_{N_m}^j + iN_{F_m}^j\right] \quad (2.10).$$

Символы g и h обозначают амплитуды с и без переворота поляризации нуклона,соответственно. В нашем случае, когда можно ограничиться только S и P волнами, остается восемь амплитуд, для которых введем сокращенные обозначения:

$$S = U_{g_0}^0, L = U_{g_0}^1, U = U_{g_1}^1, N = N_{g_1}^1, \bar{S} = U_{h_0}^0, \bar{L} = U_{h_0}^1, \bar{U} = U_{h_1}^1, \bar{N} = N_{h_1}^1 \quad (2.11).$$

Связь амплитуд с элементами спиновой матрицы плотности дается следующими выражениями:

$$\rho_{SS} + \rho_{00} + 2\rho_{11} = |S|^2 + |\bar{S}|^2 + |L|^2 + |\bar{L}|^2 + |U|^2 + |\bar{U}|^2 + |N|^2 + |\bar{N}|^2 = 1 \quad (2.12),$$

$$\rho_{00} - \rho_{11} = |L|^2 + |\bar{L}|^2 - \frac{1}{2}(|N|^2 + |\bar{N}|^2 + |U|^2 + |\bar{U}|^2) \quad (2.13),$$

$$\rho_{1-1} = \frac{1}{2}(|N|^2 + |\bar{N}|^2 - |U|^2 - |\bar{U}|^2), \; \mathrm{Re}\,\rho_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(UL^* + \bar{U}\bar{L}^*) \quad (2.14),$$

$$\mathrm{Re}\rho_{0S} = \mathrm{Re}(LS^* + \bar{L}\bar{S}^*), \; \mathrm{Re}\rho_{1S} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(US^* + \bar{U}\bar{S}^*) \quad (2.15),$$

$$A = \rho_{SS}^y + \rho_{00}^y + 2\rho_{11}^y = |S|^2 - |\bar{S}|^2 + |L|^2 - |\bar{L}|^2 + |U|^2 - |\bar{U}|^2 - |N|^2 + |\bar{N}|^2 \quad (2.16),$$

$$\rho_{00}^y - \rho_{11}^y = |L|^2 - |\bar{L}|^2 - \frac{1}{2}(|U|^2 - |\bar{U}|^2 - |N|^2 + |\bar{N}|^2) \quad (2.17),$$

$$\rho^y_{1-1} = -\frac{1}{2}(|U|^2 - |\overline{U}|^2 + |N|^2 - |\overline{N}|^2)\,,\ \mathrm{Re}\rho^y_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(UL^* - \overline{UL}^*) \qquad (2.18),$$

$$\mathrm{Re}\rho^y_{0S} = \mathrm{Re}(LS^* - \overline{LS}^*)\,,\ \mathrm{Re}\rho^y_{1S} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(US^* - \overline{US}^*) \qquad (2.19),$$

$$\mathrm{Im}\rho^x_{1-1} = -\mathrm{Re}(NU^* - \overline{NU}^*)\,,\ \mathrm{Im}\rho^x_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(NL^* - \overline{NL}^*)\,, \qquad (2.20).$$

$$\mathrm{Im}\rho^x_{1S} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(NS^* - \overline{NS}^*)$$

Мы работаем с нормированными амплитудами, т.е. сумма квадратов модулей амплитуд равна 1.

Целью эксперимента является определение 5 спино-независимых матричных элементов и 9 спино-зависимых в системе t-канала. Результаты измерений приведены в разделе 5. Как было показано в [13,16] из этой информации можно модельно независимым образом восстановить все 8 комплексных амплитуд с точностью до общей фазы и фазы между двумя группами амплитуд с разной поперечной поляризацией нуклона отдачи. Действительно, уравнения (2.12-19) можно переписать в виде:

$$\frac{1}{2}(1+A) = |S|^2 + |L|^2 + |U|^2 + |\overline{N}|^2\,,\ \frac{1}{2}((\rho_{00} - \rho_{11}) + (\rho^y_{00} - \rho^y_{11})) = |L|^2 - \frac{1}{2}(|U|^2 + |\overline{N}|^2) \qquad (2.21),$$

$$\frac{1}{2}(\rho_{1-1} + \rho^y_{1-1}) = \frac{1}{2}(|\overline{N}|^2 - |U|^2)\,,\ \frac{1}{2}(\mathrm{Re}\rho_{10} + \mathrm{Re}\rho^y_{10}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(UL^*) = \frac{1}{\sqrt{2}}|U||L|\cos\gamma_{LU} \qquad (2.22),$$

$$\frac{1}{2}(\mathrm{Re}\rho_{0S} + \mathrm{Re}\rho^y_{0S}) = \mathrm{Re}(LS^*) = |L||S|\cos\gamma_{LS} \qquad (2.23),$$

$$\frac{1}{2}(\mathrm{Re}\rho_{1S} + \mathrm{Re}\rho^y_{1S}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(US^*) = \frac{1}{\sqrt{2}}|U||S|\cos\gamma_{SU} \qquad (2.24),$$

$$\frac{1}{2}(1-A) = |\overline{S}|^2 + |\overline{L}|^2 + |\overline{U}|^2 + |N|^2\,,\ \frac{1}{2}((\rho_{00} - \rho_{11}) - (\rho^y_{00} - \rho^y_{11})) = |\overline{L}|^2 - \frac{1}{2}(|\overline{U}|^2 + |N|^2) \qquad (2.25),$$

$$\frac{1}{2}(\rho_{1-1} - \rho^y_{1-1}) = \frac{1}{2}(|N|^2 - |\overline{U}|^2)\,, \qquad (2.26),$$

$$\frac{1}{2}(\mathrm{Re}\rho_{10} - \mathrm{Re}\rho^y_{10}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(\overline{UL}^*) = \frac{1}{\sqrt{2}}|\overline{U}||\overline{L}|\cos\bar{\gamma}_{LU}$$

$$\frac{1}{2}(\mathrm{Re}\rho_{0S} - \mathrm{Re}\rho^y_{0S}) = \mathrm{Re}(\overline{LS}^*) = |\overline{L}||\overline{S}|\cos\bar{\gamma}_{LS} \qquad (2.27),$$

$$\frac{1}{2}(\mathrm{Re}\rho_{1S} + \mathrm{Re}\rho^y_{1S}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}(\overline{US}^*) = \frac{1}{\sqrt{2}}|\overline{U}||\overline{S}|\cos\bar{\gamma}_{SU} \qquad (2.28).$$

Системы уравнений (2.21-24) и (2.25-28) совершенно независимы. Систему (2.21-24) можно свести к кубическому уравнению относительно |L|. Последнее имеет два положительных решения. Комбинируя два варианта решений для амплитуд с чертой и без черты, соответственно, получаем четырехкратную неоднозначность амплитудного анализа. Результаты такого анализа будут представлены ниже.

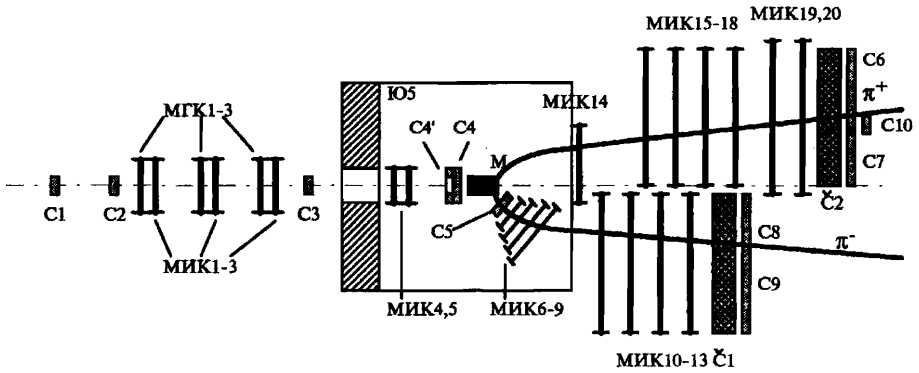


Рис. 2. Экспериментальная установка.

3. Постановка эксперимента

Эксперимент был выполнен на установке СПИН-Ро, являющейся дальнейшим развитием установки СПИН, и подробно описанной ранее [10,27,28]. Для полноты изложения напомним в этой главе основные параметры установки и приведем особенности постановки эксперимента и обработки данных, связанные с исследуемой в этой работе неупругой реакцией.

Установка расположена во втором фокусе универсального магнитооптического канала ускорителя ИТЭФ. Интенсивность пучка π^--мезонов до 10^6 частиц/цикл ускорителя при сбросе 10^{12} протонов на внутреннюю мишень. Угловая расходимость пучка ±6.5 и ±3.5 мрад в горизонтальной и вертикальной плоскостях, соответственно. Размер пучка в области мишени 8-10 мм в обеих проекциях. Центральный импульс канала калибровался по отклонению частиц в хорошо известном магнитном поле магнита поляризованной мишени и по разности времен пролета пионов и антипротонов [29]. Результаты согласуются в пределах 0.5%.

Общая схема установки показана на рис. 2, это двухплечевой магнитный спектрометр на основе магнитострикционных искровых камер. Основными элементами являются: мишень (**М**), расположенная в поле широкоаппертурного магнита (**Ю5**); система магнитострикционных искровых и гибридных камер (**МИК** и **МГК**); сцинтилляционные и черенковские счетчики (**С** и **Č**).

Отрицательные пионы пучка регистрируются сборкой из трех искровых (**МИК1-3**) и трех гибридных камер (**МГК1-3**), а также сборкой из двух камер (**МИК4,5**), помещенной в магнитное поле вблизи от мишени. Две заряженные частицы — продукты реакции регистрируются тремя сборками камер **МИК6-9**, **МИК10-13** и **МИК14-20**, из которых две в нижнем плече спектрометра, а одна (**МИК14-20**) — в верхнем. Расположенная в магнитном поле сборка (**МИК6-9**) обеспечивает спектрометрические свойства установки. Способ считывания информации с искровых камер в сильном неоднородном магнитном поле изложен в [30]. Размер рабочей области камер **МИК10-13** и **15-20**-600x420 мм^2,

МИК1-3, 14 и **МГК1-3** - 250x250 мм^2. Камеры **МИК19,20** развернуты на угол $\pm 26^o$ относительно остальных камер верхнего плеча. Точность определения координат в камерах лучше 0.5 мм. Пороговые черенковские счетчики $\check{C}_1$ и $\check{C}_2$ имеют эффективность выше 0.99 при регистрации релятивистских часиц и предназначены для подавления фона мягких протонов [31].

Частицы пучка выделялись сцинтилляционными счетчиками **С1-4** и не срабатыванием антисчетчика **С4'**, который имеет в центре отверстие диаметром 15 мм и ограничивает размер пучка на мишени. Триггер вырабатывался по формуле:

$$C_1 \bullet C_2 \bullet C_3 \bullet C_4 \bullet \overline{C}_{4'} \bullet C_5 \bullet (C_6 + C_7) \bullet (C_8 + C_9) \bullet \overline{C}_{10} \bullet \check{C}_1 \bullet \check{C}_2 \quad (3.1).$$

Поле магнита **Ю5** имеет напряженность в центре 2.55 Тл, интеграл по радиусу 0.45 Тл·м и неоднородность в области мишени не превышает $2 \cdot 10^{-4}$. Рабочее вещество поляризованной протонной мишени (ППМ) - пропандиол, поляризация свободных протонов которого достигалась методом динамической поляризации ядер. Рабочая температура мишени (0.5 К) обеспечивалась криостатом на основе испарения He^3. Размеры резонатора—21x28x60 мм^2. Полученная поляризация измерялась методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Средняя поляризация мишени 70±5%. Реверс поляризации производился каждые 6 часов.

Кроме поляризованной мишени в работе использовалась жидководородная мишень (ЖВМ). За основу для создания ЖВМ был использован имеющийся криостат от ППМ, что позволило эксплуатировать установку в вариантах с поляризованной и неполяризованной мишенями без дополнительных перестановок и юстировок. Жидкий водород получался охлаждением газообразного водорода при атмосферном давлении с помощью жидкого гелия. Полученный жидкий водород собирался в специальной ванне, которая располагалась на месте резонатора поляризованной мишени. Скорость протока гелия через теплообменник поддерживалась автоматически так, чтобы давление водорода в замкнутом объеме мишени было постоянным. При этом достигалась точность поддержания объема жидкой фазы лучше 2%. Объем жидководородной водородной мишени 50-100 мл. Расход гелия 2.5 л/ч.

Установка связана "в линию" с малой ЭВМ ЕС1010. Вся информация, считанная с установки по триггеру, записывалась на магнитную ленту. Кроме того на ленту в каждом цикле ускорителя записывался счет пучка и оцифрованный сигнал с детектора ЯМР мишени. Программное обеспечение позволяло эффективно контролировать во время набора статистики работу искровых камер, схемы выработки триггера и поляризованной мишени.

Юстировка установки проводилась как с помощью обычных геодезических измерений, так и в двух специальных экспериментах. В первом эксперименте (эксперимент с "точечной" мишенью) в качестве мишени использовалась медная проволока, которая располагалась поочередно вдоль каждой из осей координат, магнитное поле было выключено. Во втором эксперименте пучок, импульс которого измерялся по разности времени пролета пионов и протонов (антипротонов) с точностью лучше 0.5%, напрямую проходил через магнит **Ю5** и регистрировался искровыми камерами. Эти эксперименты дали возможность существенно увеличить точность сопряжения блоков камер, проверить модель магнитного поля, используемую при

восстановлении треков событий, и уточнить ошибки вычисления кинематических параметров треков, которые в дальнейшем использовались для вычисления χ^2.

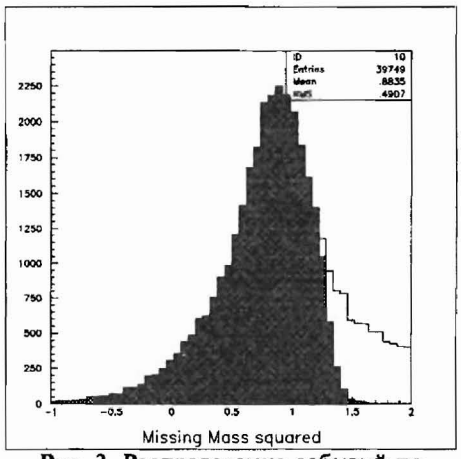


Рис. 3. Распределение событий по недостающей массе.

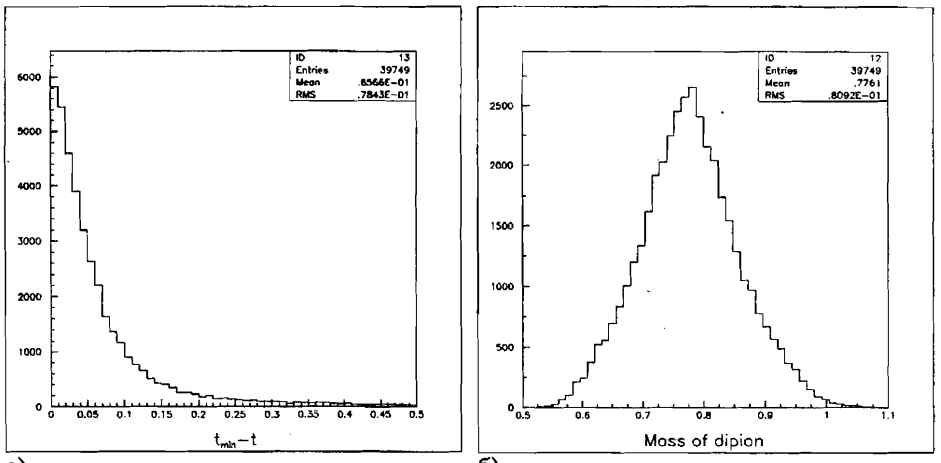
4. Математическая обработка

Обработка информации проводилась в два этапа. На первом этапе восстанавливалась кинематика событий. При этом для каждого события находились а) по отклонению трека в магнитном поле - импульс и углы вылета частицы, зарегистрированной в нижнем блоке камер; б) точка взаимодействия; в) импульс и углы частицы в верхнем блоке; г) недостающая масса; д) ошибки восстановления кинематических параметров; е) χ^2 гипотезы о том, что незарегистрированная частица имеет массу нуклона; (ж) проводилось уточнение кинематических параметров в предположении, что кинематика соответствует исследуемой реакции. На рис. 3 показано распределение событий по квадрату недостающей массы (тонкая линия). В дальнейшей обработке для выделения событий исследуемой реакции был использован критерий X, определенный следующим образом:

$$X = \begin{cases} \chi^2, & M_x^2 > M_N^2 \\ -\chi^2, & M_x^2 < M_N^2 \end{cases}, \quad (4.1)$$

где M_x - недостающая масса, а M_N - масса нуклона. Такой критерий позволяет исключить события с рождением трех и более пионов, так как такие события должны иметь недостающую массу больше массы нуклона. При обработке было проверено, что окончательные результаты слабо зависят от накладываемого ограничения по X. Приведенные ниже данные соответствуют условию $X < 5$ (это соответствует выделению по недостающей массе, показанному на рис. 3 штриховкой). Так как быстрый протон может дать срабатывание в черенковском счетчике наряду с пионом, то было также построено распределение по квадрату недостающей массы для реакции $\pi^- p \to \pi^- \pi^0 p$. Следов пика в районе квадрата массы π^0 не обнаружено.

На рис. 4 показаны распределения событий в установке по t и $M_{\pi\pi}$ соответственно. Дальнейшая статистическая обработка данных с целью определения элементов спиновой матрицы плотности (ЭСМП) производилась методом максимального правдоподобия [32,33] в отдельных интервалах по t и $M_{\pi\pi}$. При известном угловом распределении событий $W(\psi,\theta,\varphi)$, параметрами которого и являются искомые матричные элементы, функция правдоподобия может быть записана как произведение по всем событиям, зарегистрированным установкой:



а) б)

Рис. 4. Распределение событий по переданному импульсу -t' (а) и по массе дипиона $M_{\pi\pi}$ (б).

$$L = \prod_i^N \{W(\psi_i, \theta_i, \varphi_i) \cdot \eta(\psi_i, \theta_i, \varphi_i) \,/\, C\} \quad (4.2),$$

где $\eta(\psi,\theta,\varphi)$ - эффективность регистрации установкой событий с углами ψ, θ и φ, а C - нормировочная константа, определяемая интегралом:

$$C = \int W(\psi, \vartheta, \varphi) \cdot \eta(\psi, \vartheta, \varphi) \cdot d\Omega \quad (4.3),$$

который берется по всему фазовому объему и может быть найден методом Монте-Карло как:

$$C = \frac{1}{K} \sum_i^K W(\psi_i, \vartheta_i, \varphi_i) \quad (4.4),$$

где суммирование производится по всем событиям розыгрыша, "попавшим" в установку. На практике используется логарифм функции правдоподобия:

$$\ln(L) = \sum_i^N \ln(W(t_i, M_{\pi\pi i}, \psi_i, \vartheta_i, \varphi_i)) + \\ + \sum_i^N \ln(\eta(t_i, M_{\pi\pi i}, \psi_i, \vartheta_i, \varphi_i)) - N \cdot \ln(C) \quad (4.5).$$

Так как второй член в этой сумме не зависит от матричных элементов, то его можно не учитывать при поиске максимума. С другой стороны угловое распределение $W(\psi,\theta,\varphi)$ является линейной комбинацией элементов матрицы плотности:

$$W(\psi, \vartheta, \varphi) = 1 + \sum_j \rho_j \cdot f_j(\psi, \vartheta, \varphi) \quad (4.6)$$

где ρ_j - элементы спиновой матрицы плотности, а f_j - известные функции углов. Окончательное выражение имеет вид:

$$\frac{1}{N}\ln(L) = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N}\ln(1+\sum_{j}\rho_j\cdot f_j(\psi_i,\vartheta_i,\varphi_i)) - \\ -\ln(1+\frac{1}{K}\sum_{k}^{K}\sum_{j}\rho_j\cdot f_j(\psi_k,\vartheta_k,\varphi_k)) + const. \quad (4.7)$$

Здесь индекс i выражает суммирование по N событиям, зарегистрированным в эксперименте, а k - по K событиям моделирования. Монте-Карло моделирование установки было выполнено с помощью программы GEANT [34]. Для экономии машинного времени при моделировании был использован метод существенной выборки [35], т.е. события Монте-Карло разыгрывались так, чтобы их распределение по массе дипиона и переданному импульсу примерно соответствовало распределению в реальной установке. Число модельных событий превосходит в несколько раз число реальных событий в каждом диапазоне.

При обработке данных, записанных на поляризованной мишени, сначала находились спино-независимые матричные элементы на смеси ядер мишени, а потом спино-зависимые. При одинаковой статистике в выборках с обоими знаками поляризации мишени члены, связанные с эффективностью и геометрическим захватом установки, влияют только на определение спино-независимых ЭСМП [37]. Для уравновешивания данных с разной поляризацией мишени использовалась весовая функция [36]:

$$\frac{w_+}{w_-} = \sqrt{\frac{N_\uparrow^+\cdot N_\downarrow^+}{N_\uparrow^-\cdot N_\downarrow^-}} \quad (4.8),$$

где $N_{\uparrow\downarrow}^{\pm}$ - числа событий при поляризациях плюс и минус, в которых дипион полетел "вниз" или "вверх" соответственно, а w - соответствующие веса событий.

Так как при существующей точности измерений кинематика исследуемой реакции на свободных протонах не отличима от аналогичной реакции на связанных нуклонах поляризованной мишени, то из эксперимента на последней были получены только спино-зависимые матричные элементы, вклад в которые неполяризованные углерод и кислород вещества мишени давать не могут. Спино-независимые ЭСМП были определены в отдельном эксперименте на жидководородной мишени. При этом спино-зависимые ЭСМП оказываются вычислены на всей смеси ядер поляризованной мишени, и для нахождения матричных элементов на водороде вычислялся коэффициент разбавления. Этот коэффициент определялся экспериментально с учетом счета пучкового монитора, числа зарегистрированных событий исследуемой реакции, эффективности камер и спино-независимых матричных элементов. Данные были обработаны для каждого сеанса в отдельности и усреднены. Полученные значения коэффициента разбавления представлены в таблице 1.

Таблица 1. Коэффициент разбавления как функция массы дипиона.

$M_{\pi\pi}$, ГэВ/с^2	0.65 - 0.75	0.75-0.80	0.80-0.90
k	3.6±0.2	2.8±0.2	4.3±0.4

5. Результаты

В этом разделе приведены результаты восстановления нормированных ЭСМП в системе t-канала, полученные на основе обработки 39 тыс. событий на водородной мишени, прошедших статистическую обработку, и 270 тыс. событий на поляризованной мишени в кинематическом интервале $0.005<-t'<0.2$ (ГэВ/с)^2 и $0.6<M_{\pi\pi}<1.0$ ГэВ/с^2.

5.1. Спино-независимые матричные элементы.

5.1.1. Оценка вклада Δ_{33}–изобары и D–волны.

Основной целью этой работы является изучение рождения дипионов, поэтому представляется существенным попробовать исключить возможный вклад реакции с рождением Δ(1232)-резонанса, которая имеет такое же конечное состояние. Для этого была проведена обработка данных с исключением событий, в которых инвариантная масса системы из одного из пионов и нейтрона лежит в диапазоне 1230±70 МэВ. При этом матричные элементы совпали в пределах статистических ошибок с матричными элементами, полученными на полной статистике. Это говорит о том, что вклад реакции с образованием Δ-резонанса в измеряемые величины мал.

Другой более важной проверкой на возможную систематическую погрешность была оценка вклада D-волны. Литературные данные [4,16] свидетельствуют, что в исследуемой области масс дипиона вклад D-волны невелик. В приближении небольшой амплитуды D-волны можно предположить, что максимальный вклад в сечение дает член, описывающий интерференцию между P-волной со спиральностью 0 и D-волной с такой же спиральностью:

$$-\sqrt{15}\,\mathrm{Re}\,\rho_{P_0D_0}\cdot\cos(\theta)\cdot(1-3\cos^2(\theta)) \quad (5.1),$$

так как этот член линеен по амплитуде D-волны, а амплитуда P-волны со спиральностью 0 - максимальная в области масс ρ-мезона среди остальных волн. Обработка экспериментальных данных с учетом этого члена дала $|\mathrm{Re}\,\rho_{P_0D_0}|\approx 0.03-0.05$, что свидетельствует о том, что интенсивность D-волны порядка 0.01 и ею можно пренебречь в дальнейшем анализе.

5.1.2. Спино-независимые матричные элементы в функции от массы дипиона и начальной энергии.

Результаты настоящей работы по спино-независимым ЭСМП в системе Готфрида-Джексона получены с применением жидководородной мишени. Они представлены в таблице **2** и на рисунках 5 вместе с аналогичными данными экспериментов на пузырьковых камерах, усредненных авторами [2] по интервалу начальных импульсов (1.7-3.2) ГэВ/с, а также данными при высоких энергиях [4,11,38]. При массах дипиона $M_{\pi\pi}$ ниже 0.85 ГэВ/с^2 матричные

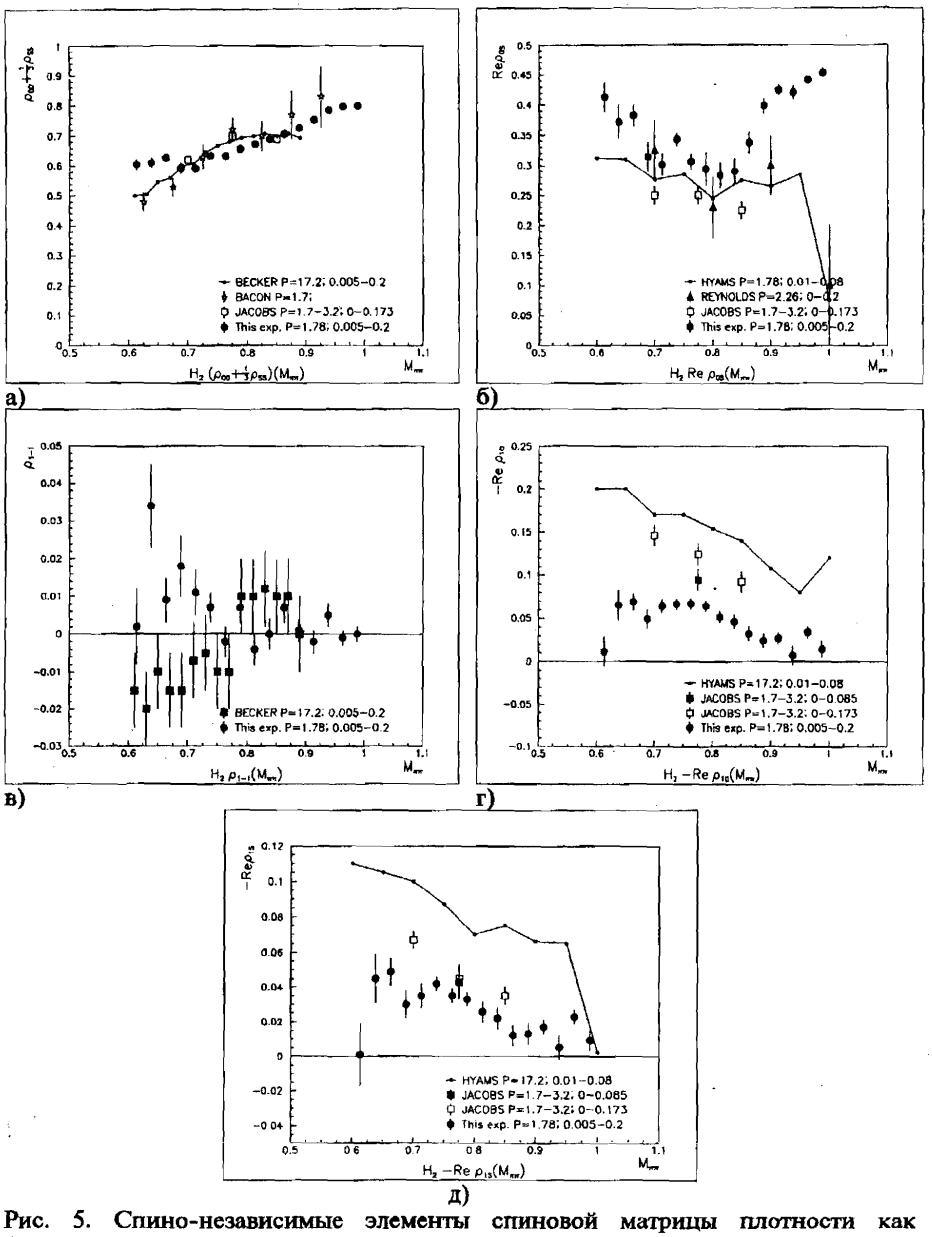


Рис. 5. Спино-независимые элементы спиновой матрицы плотности как функция массы дипиона

элементы $\rho_{00}+\frac{1}{3}\rho_{SS}$ и $\mathrm{Re}\rho_{0S}$, измеренные во всех экспериментах, демонстрируют близкую массовую зависимость. При $M_{\pi\pi} > 0.85$ ГэВ/с^2 проявляется существенное различие с данными при высоких энергиях. Матричный элемент ρ_{1-1} мал, как и при высоких энергиях. Матричные элементы $\mathrm{Re}\rho_{10}$ и $\mathrm{Re}\rho_{1S}$ уменьшаются в массовом интервале (0.8-0.9) ГэВ/с^2 с ростом $M_{\pi\pi}$ существенно быстрее, чем при высоких энергиях. На рис. 5 (г) и (д) видно также, что имеет место значительная энергетическая зависимость этих ЭСМП. Стандартное описание процесса генерации дипионов в модели однопионного обмена с поглощением OPEA [8] приводит к следующей массовой зависимости отношений матричных элементов:

$$\frac{\mathrm{Re}\rho_{10}}{\rho_{00}-\rho_{11}}=\frac{\mathrm{Re}\rho_{1S}}{\mathrm{Re}\rho_{0S}}=-\frac{C}{M_{\pi\pi}} \quad (5.2),$$

где $C>0$ — константа. Экспериментальные данные качественно удовлетворяют этим соотношениям, но проявляют более сильную зависимость от массы дипиона в интервале (0.7 - 0.95) ГэВ/с^2. Энергетическая эволюция массовой зависимости ЭСМП при $M_{\pi\pi}>0.85$ ГэВ/с^2 повидимому связана со вкладом асимптотически вымирающих амплитуд, которые содержат множитель $\sqrt{\frac{t_{\min}}{t'}}$, близкий по порядку величины к единице и быстро возрастающий с ростом $M_{\pi\pi}$ в рассматриваемом интервале масс.

Из-за отсутствия статистически обеспеченных данных в интервале начальных импульсов (1.5-2.0) ГэВ/с при $M_{\pi\pi}>0.85$ ГэВ/с^2, в этой области масс невозможно осуществить проверку полученной информации сравнением с предшествующими экспериментами. Поэтому важен контроль внутренней согласованности результатов. Предполагая малую относительную фазу S и L-волн, используя экспериментальные значения ЭСМП $\rho_{00}+\frac{1}{3}\rho_{SS}$, $\mathrm{Re}\rho_{0S}$ и ρ_{1-1} и соотношения (2.12), (2.13), (2.15), можно показать, что интенсивность U-волны уменьшается втрое в интервале (0.8-0.92) ГэВ/с^2, что согласуется с сильной массовой зависимостью ЭСМП $\mathrm{Re}\rho_{10}$ и $\mathrm{Re}\rho_{1S}$. Как будет показано ниже, принятое предположение соответствует единственному физически приемлемому решению амплитудного анализа.

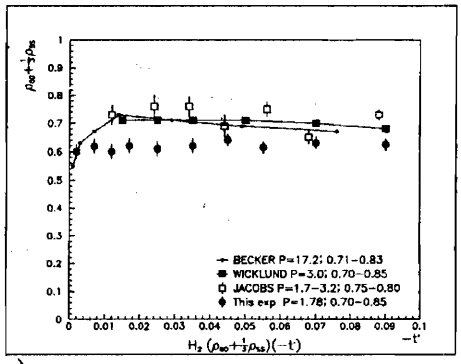
Таблица 2. Спино-независимые матричные элементы на водороде как функция массы дипиона в диапазоне по переданному импульсу $0.005 < -t' < 0.2$ (ГеВ/с)^2.

$M_{\pi\pi}$, ГэВ/с^2	$\rho_{00}+\frac{1}{3}\rho_{SS}$	ρ_{1-1}	$\mathrm{Re}\,\rho_{10}$	$\mathrm{Re}\,\rho_{0S}$	$\mathrm{Re}\,\rho_{1S}$
0.613	0.604±0.016	0.002±0.010	-0.011±0.017	0.413±0.024	-0.001±0.018
0.638	0.611±0.015	0.034±0.011	-0.065±0.017	0.372±0.028	-0.045±0.014
0.663	0.628±0.010	0.009±0.006	-0.069±0.010	0.383±0.017	-0.049±0.008
0.688	0.593±0.017	0.018±0.008	-0.049±0.011	0.314±0.025	-0.030±0.008

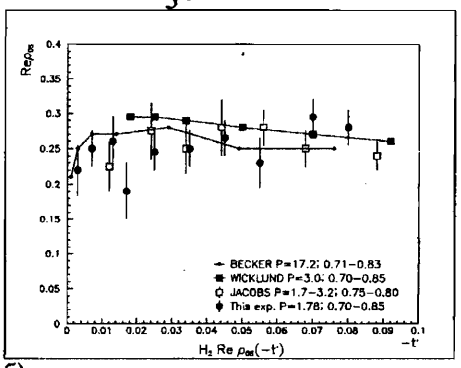
0.713	0.591±0.013	0.011±0.006	-0.064±0.008	0.301±0.018	-0.035±0.007
0.738	0.634±0.008	0.007±0.004	-0.066±0.006	0.343±0.011	-0.042±0.004
0.763	0.633±0.009	-0.002±0.004	-0.066±0.006	0.306±0.013	-0.035±0.004
0.788	0.657±0.008	0.007±0.004	-0.064±0.006	0.294±0.027	-0.033±0.004
0.813	0.673±0.011	-0.004±0.004	-0.051±0.007	0.283±0.021	-0.026±0.006
0.838	0.689±0.013	0.000±0.004	-0.046±0.008	0.290±0.021	-0.022±0.006
0.863	0.707±0.013	0.007±0.004	-0.032±0.008	0.337±0.018	-0.012±0.006
0.888	0.727±0.010	0.001±0.003	-0.024±0.008	0.399±0.013	-0.013±0.006
0.913	0.754±0.008	-0.002±0.003	-0.027±0.007	0.425±0.008	-0.017±0.004
0.938	0.785±0.009	0.005±0.003	-0.007±0.011	0.421±0.011	-0.005±0.007
0.963	0.797±0.007	-0.001±0.002	-0.034±0.007	0.442±0.006	-0.023±0.004
0.988	0.799±0.009	0.000±0.002	-0.014±0.010	0.453±0.007	-0.009±0.006

5.1.3. Спино-независимые матричные элементы как функция переданного четырехимпульса.

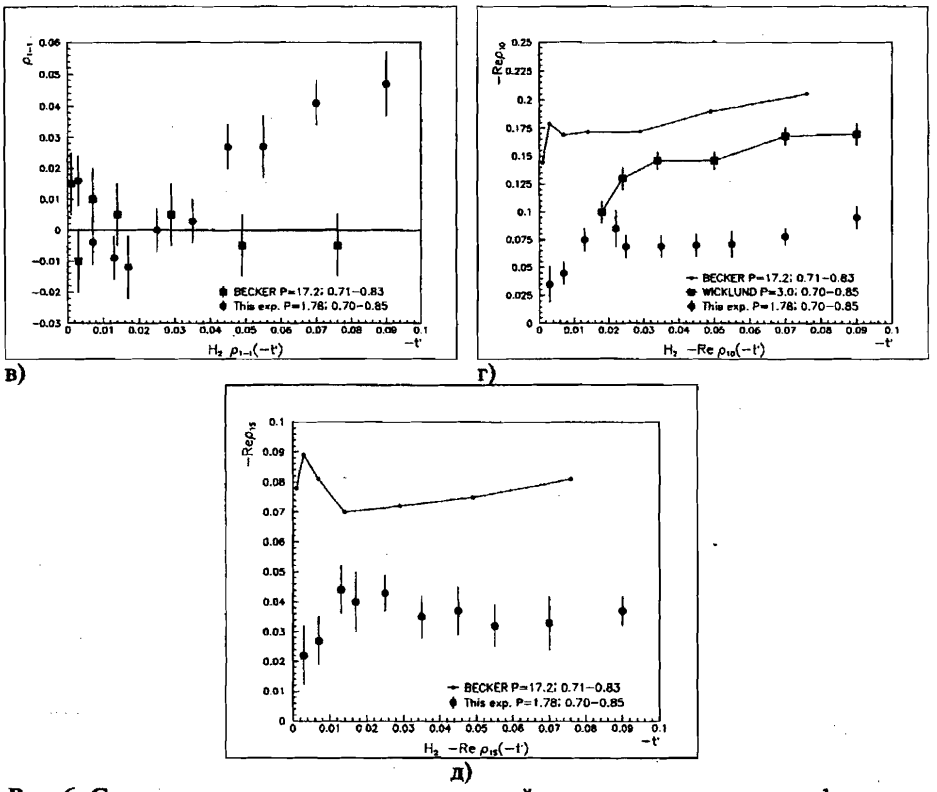
Спино-независимые ЭСМП в системе t-канала, полученные в настоящей работе на жидководородной мишени, приведены как функция переданного импульса в таблице 3 и на рисунках 6 совместно с результатами экспериментов [4,11,38]. Как и при высоких энергиях все ЭСМП (за исключением ρ_{1-1}) не обнаруживают значительной t`-зависимости вне интервала -t`<0.01, где наблюдается ожидаемое кинематическое подавление Reρ_{10} и Reρ_{1S} вблизи t`=0. Матричный элемент $\rho_{1-1}$ медленно возрастает до -t`=0.1, что согласуется с ожиданиями модели Редже с движущимися ветвлениями [9]. Возможно, имеет место слабая энергетическая зависимость ЭСМП $\rho_{00}+\frac{1}{3}\rho_{SS}$.



а)



б)



в) г) д)

Рис. 6. Спин-независимые элементы спиновой матрицы плотности как функция переданного импульса.

Таблица 3. Спино-независимые матричные элементы на водороде как функция переданного импульса в области масс ρ-мезона ($0.70 < M_{\pi\pi} < 0.85$ ГеВ/с^2).

$\lvert t' \rvert$, (ГэВ/с)^2	$\rho_{00} + \frac{1}{3}\rho_{SS}$	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}	Re ρ_{0S}	Re ρ_{1S}
0.002	0.600±0.025	0.016±0.008	-0.035±0.016	0.220±0.035	-0.022±0.018
0.007	0.620±0.025	-0.004±0.007	-0.045±0.010	0.250±0.025	-0.027±0.014
0.012	0.600±0.025	-0.009±0.007	-0.075±0.010	0.260±0.035	-0.044±0.008
0.017	0.620±0.025	-0.012±0.010	-0.085±0.016	0.190±0.040	-0.040±0.008
0.025	0.610±0.025	0.000±0.007	-0.069±0.010	0.245±0.025	-0.043±0.007
0.035	0.620±0.025	0.003±0.007	-0.069±0.010	0.250±0.025	-0.035±0.004
0.045	0.640±0.020	0.027±0.007	-0.070±0.010	0.265±0.025	-0.037±0.004

0.055	0.615±0.020	0.027±0.010	-0.071±0.012	0.230±0.035	-0.032±0.004
0.070	0.630±0.020	0.041±0.007	-0.078±0.008	0.295±0.025	-0.033±0.006
0.090	0.625±0.020	0.047±0.010	-0.095±0.010	0.280±0.025	-0.037±0.006

5.2. Спиновая зависимость реакции.

Для предварительной оценки поляризационных эффектов в исследуемой реакции удобно ввести функцию $E(\psi)$:

$$E(\psi) = \frac{N^+(\psi) - N^-(\psi)}{N^+(\psi) + N^-(\psi)} \quad (5.3),$$

где $N^{\pm}(\psi)$ - нормированные счета событий для положительной и отрицательной поляризаций мишени, соответственно. График $E(\psi)$ по данным, полученным в настоящем эксперименте, приведен на рисунке 7. На том же рисунке показан результат аппроксимации экспериментальных данных функцией:

$$E(\psi) = P_1 + P_2 \cdot \cos\psi + P_3 \sin\psi \quad (5.3).$$

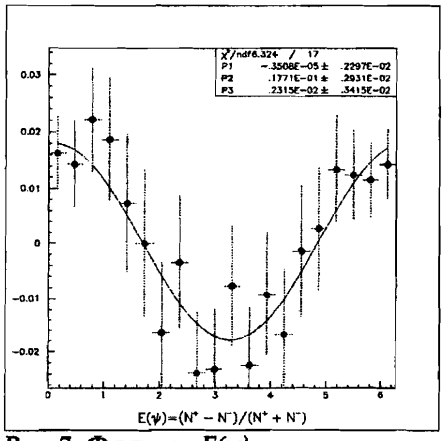


Рис. 7. Функция $E(\psi)$.

Видно, что экспериментальная кривая вполне хорошо описывается чистой функцией косинуса с коэффициентом 0.018±0.003. В наивной модели это, с учетом поляризации мишени и разбавления эффекта неполяризованными ядрами углерода и кислорода мишени, соответствует асимметрии около 9%, что существенно меньше, чем при высокой энергии [11,12]. Знак эффекта такой же, как и при высокой энергии. Для возникновения асимметрии необходимо, чтобы фазы амплитуд генерации дипионов с опрокидыванием и без опрокидывания спиральности отличались. Поэтому полученный результат означает, что описание рождения дипионов в рамках OPE, OPEA и других моделей, предполагающих "спиновую когерентность", то есть нулевую относительную фазу спин-флиповой и нефлиповой амплитуд, является неполным.

5.3. Спино-зависимые матричные элементы.

Спино-зависимые ЭСМП, измеренные в настоящей работе приведены в таблице **4**. На рисунках 8 показаны зависимости от массы дипиона только для тех спино-зависимых матричных элементов, которые оказались отличны от нуля с учетом ошибок, а именно $A=\rho^y_{SS}+\rho^y_{00}+2\rho^y_{11}$, $\rho^y_{00}-\rho^y_{11}$, $Re\ \rho^y_{10}$, $Im\ \rho^x_{10}$.

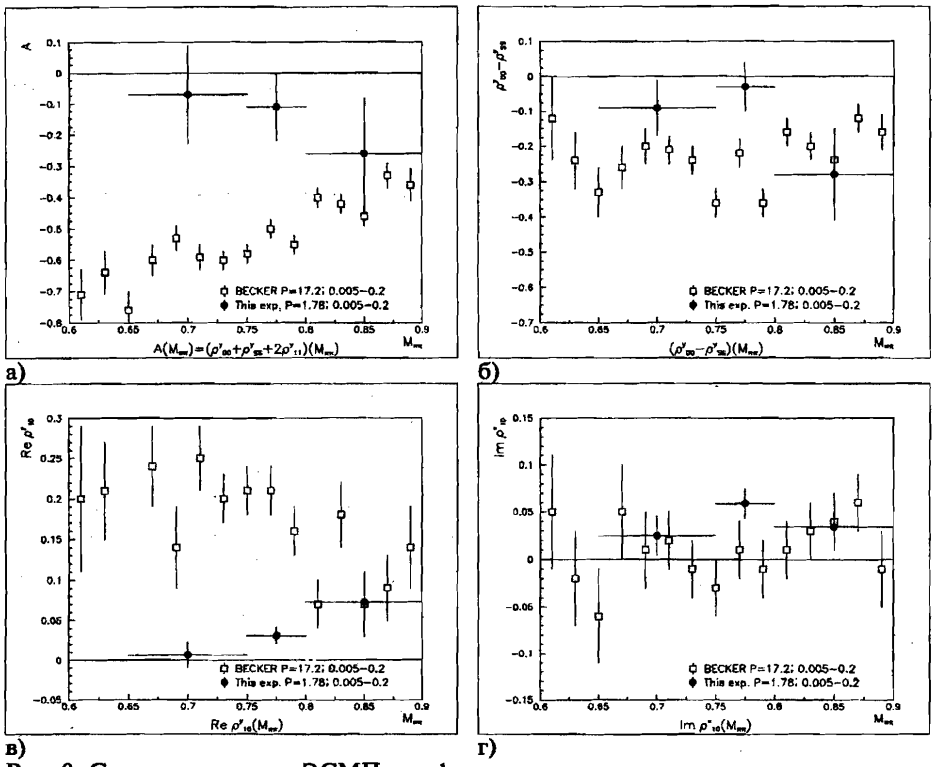


Рис. 8. Спино-зависимые ЭСМП как функция массы дипиона.

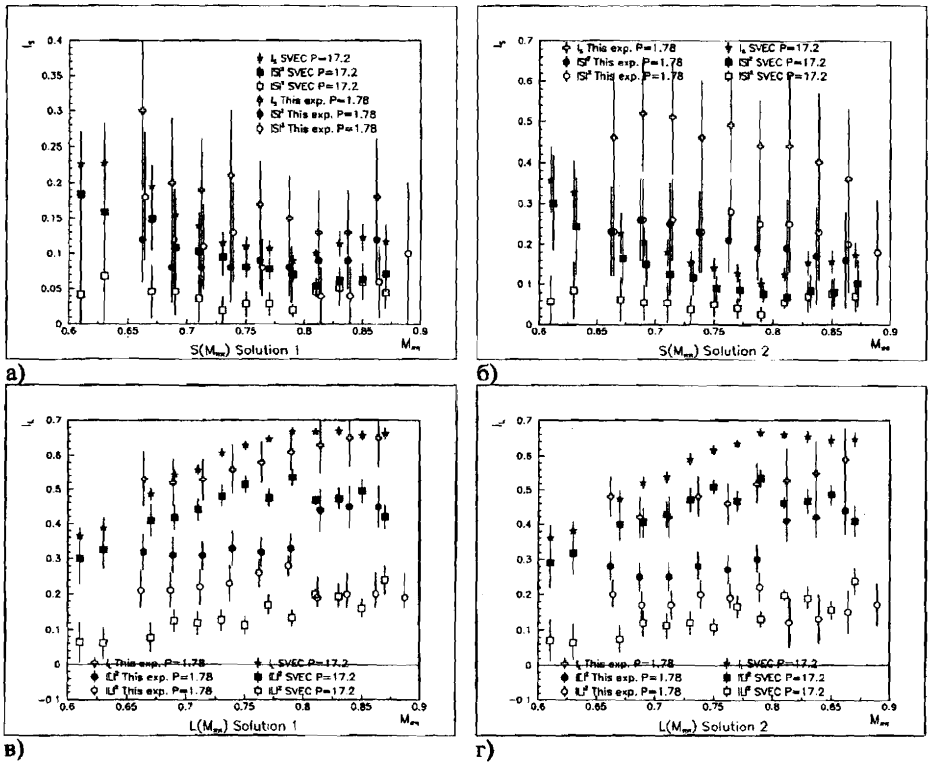
Таблица 4. Спино-зависимые матричные элементы как функция массы дипиона.

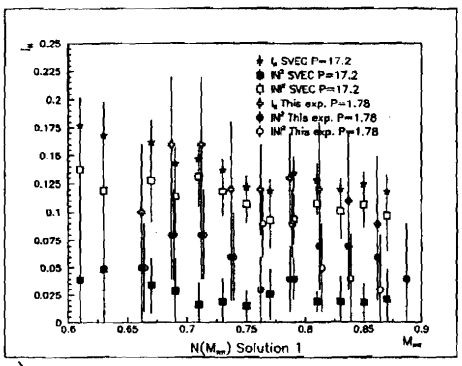
$M_{\pi\pi}$, ГэВ/с^2	0.65-0.75	0.75-0.80	0.80-0.90
$A = \rho^y_{SS} + \rho^y_{00} + 2\rho^y_{11}$	-0.07±0.16	-0.11±0.11	-0.26±0.18
$\rho^y_{00} - \rho^y_{11}$	-0.09±0.08	-0.03±0.07	-0.28±0.13
ρ^y_{1-1}	0.008±0.025	-0.034±0.028	0.00±0.03
Re ρ^y_{10}	0.007±0.016	0.031±0.011	0.073±0.018
Re ρ^y_{0S}	0.00±0.07	-0.02±0.06	-0.12±0.08
Re ρ^y_{1S}	-0.022±0.016	0.000±0.011	0.034±0.013
Im ρ^x_{0S}	0.018±0.025	-0.017±0.028	0.04±0.03
Im ρ^x_{10}	0.025±0.020	0.059±0.016	0.034±0.018
Im ρ^x_{1S}	0.022±0.016	0.028±0.011	0.017±0.013

Видно, что величины наблюдаемой асимметрии и других спинозависимых ЭСМП значительно меньше, чем при 5.98 и 11.85 ГэВ/с [12] и при 17.2 ГэВ/с [11].

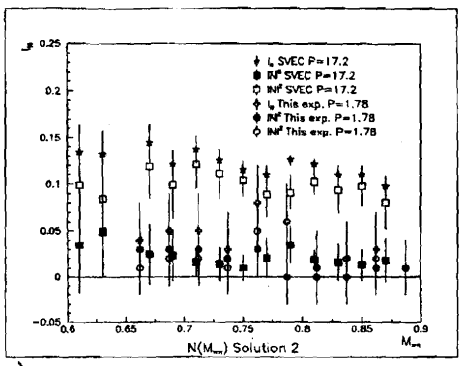
6. Амплитудный анализ

Решение уравнений (2.21-28) дает возможность модельно-независимым образом получить модули всех 8 поперечных амплитуд реакции, а также углы между частью амплитуд. Результаты амплитудного анализа данных настоящего эксперимента приведены в таблице 5 и на рисунках 9 в сравнении с результатами из [16]. Анализ был проведен по данным, приведенным в предыдущей главе, в бинах по массе дипиона шириной 25 МэВ. При этом данные по поляризации были распространены на соответствующие интервалы.

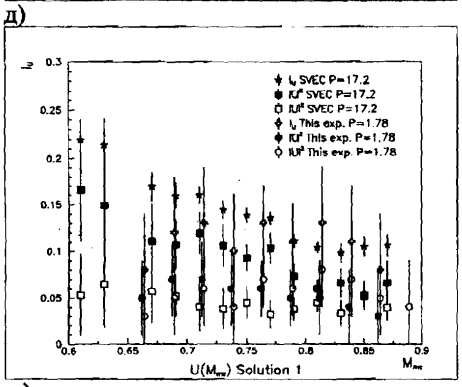



SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
N(M) Solution 1
M

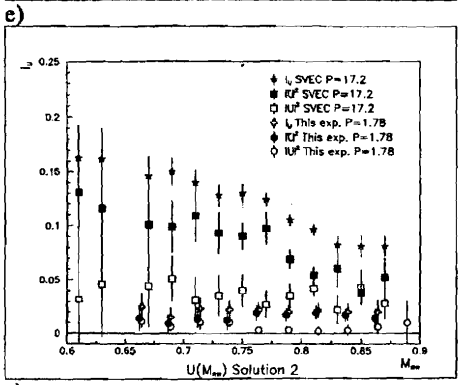
д)


SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
N(M) Solution 2
M

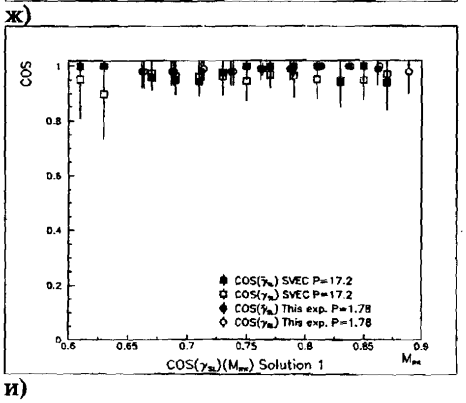
е)


SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
U(M) Solution 1
M

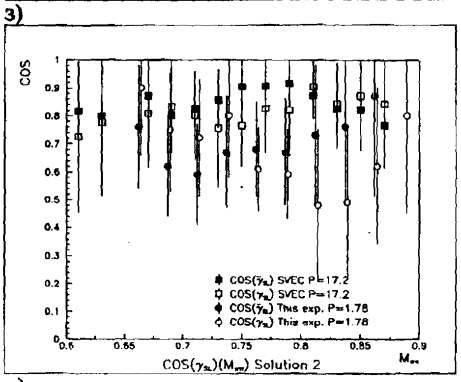
ж)


SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
U(M) Solution 2
M

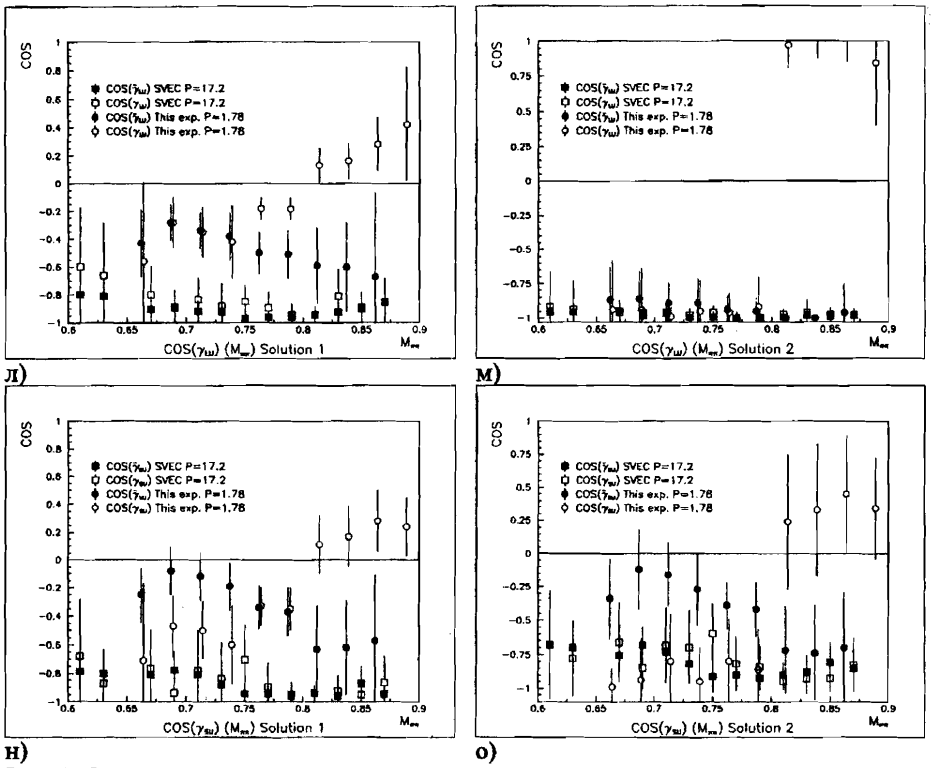
з)


COS
SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
COS(γ) Solution 1
M

и)


COS
SVEC P=17.2
SVEC P=17.2
This exp. P=1.78
This exp. P=1.78
COS(γ) Solution 2
M

к)



л) м)

н) о)

Рис. 9. Результаты модельно-независимого амплитудного анализа.

Таблица 5. Поперечные t-канальные амплитуды как функция массы дипиона (модельно-независимый амплитудный анализ).

$M_{\pi\pi}$, ГэВ/с^2	$\lvert S\rvert^2$	$\lvert L\rvert^2$	$\lvert N\rvert^2$	$\lvert U\rvert^2$	$\cos\gamma_{LS}$	$\cos\gamma_{LU}$	$\cos\gamma_{SU}$
Решение 1							
0.663	0.18±.09	0.21±.06	0.05±.05	0.03±.05	0.98±.06	-0.56±.57	-0.71±.54
0.688	0.12±.07	0.21±.05	0.08±.04	0.05±.04	0.98±.05	-0.28±.18	-0.47±.21
0.713	0.11±.06	0.22±.05	0.08±.04	0.06±.04	0.99±.04	-0.35±.18	-0.50±.20
0.738	0.13±.07	0.23±.05	0.06±.04	0.04±.04	0.98±.05	-0.42±.26	-0.60±.27
0.763	0.08±.04	0.26±.04	0.03±.03	0.07±.03	0.99±.02	-0.18±.08	-0.33±.13
0.788	0.07±.04	0.28±.03	0.04±.03	0.06±.03	0.98±0.03	-0.18±0.08	-0.35±.15
0.813	0.04±.04	0.19±.06	0.07±.04	0.08±.04	1.000±.005	0.13±.12	0.11±.21
0.838	0.04±.04	0.20±.06	0.07±.04	0.07±.04	1.000±.001	0.16±.13	0.17±.22
0.863	0.06±.05	0.20±.06	0.06±.04	0.05±.04	1.000±.002	0.28±.19	0.28±.22
0.888	0.10±.10	0.19±.07	0.04±.05	0.04±.05	0.98±.08	0.42±.40	0.24±.21

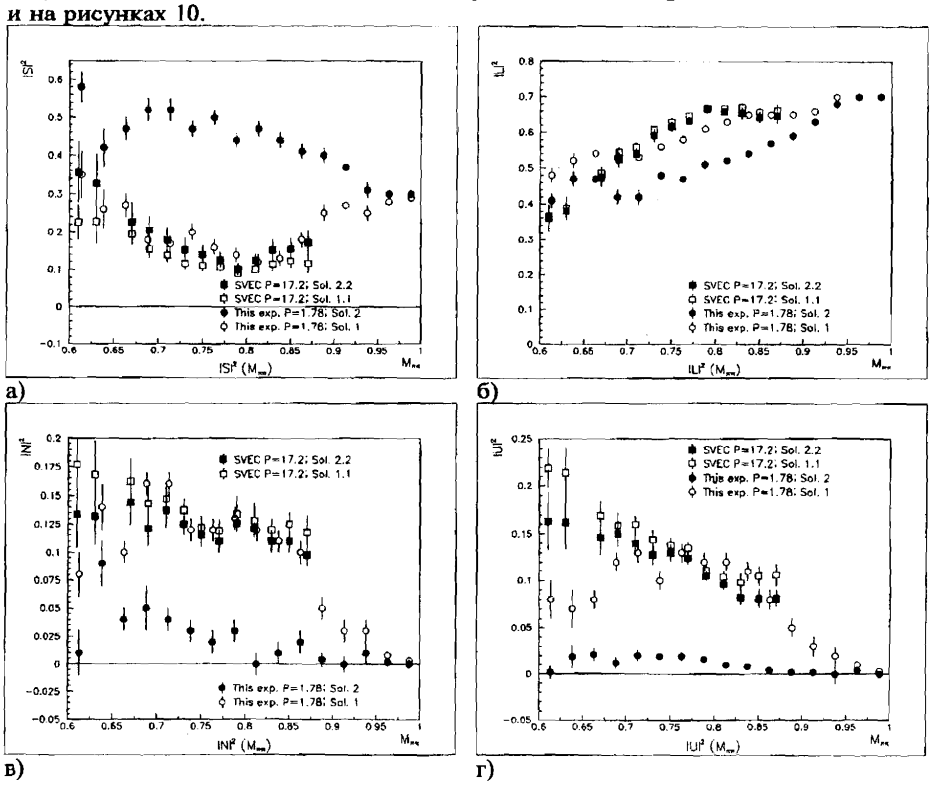
Решение 2							
0.663	0.23±.11	0.20±.04	0.03±.03	.011±.006	0.90±.24	-0.94±.36	-0.99±.14
0.688	0.26±.10	0.17±.04	0.03±.03	.006±.004	0.75±.22	-0.94±.30	-0.94±.31
0.713	0.26±.10	0.17±.04	0.03±.03	.010±.006	0.72±.21	-0.99±.07	-0.80±.34
0.738	0.23±.10	0.20±.04	0.02±.03	.010±.004	0.80±.22	-0.95±.22	-0.95±.25
0.763	0.28±.08	0.19±.04	0.03±.03	.003±.002	0.61±.15	-0.96±.14	-0.80±.31
0.788	0.25±.08	0.22±.04	0.0±.03	.003±.002	0.59±.16	-0.92±.22	-0.86±.29
0.813	0.25±.12	0.12±.07	0.0±.03	.002±.004	0.48±.27	0.97±.16	0.24±.51
0.838	0.23±.12	0.13±.07	0.00±.03	.003±.005	0.49±.26	0.98±.11	0.33±.50
0.863	0.20±.12	0.15±.06	0.01±.03	.006±.007	0.62±.28	0.98±.13	0.45±.44
0.888	0.18±.13	0.17±.06	0.01±.03	.01±.02	0.80±.35	0.84±.44	0.34±.38
$M_{\pi\pi}$, ГэВ/c^2	$\lvert\bar{S}\rvert^2$	$\lvert\bar{L}\rvert^2$	$\lvert N\rvert^2$	$\lvert\bar{U}\rvert^2$	$\cos\bar{\gamma}_{LS}$	$\cos\bar{\gamma}_{LU}$	$\cos\bar{\gamma}_{SU}$
Решение 1							
0.663	0.12±.06	0.32±.05	0.05±.04	0.05±.04	0.98±.06	-0.43±.24	-0.25±.19
0.688	0.08±.05	0.31±.05	0.08±.04	0.07±.04	0.98±.05	-0.28±.13	-0.08±.17
0.713	0.08±.04	0.31±.04	0.08±.04	0.07±.04	0.98±.05	-0.34±.13	-0.12±.17
0.738	0.08±.05	0.33±.05	0.06±.04	0.06±.04	0.98±.05	-0.38±.17	-0.19±.17
0.763	0.09±.04	0.32±.04	0.09±.03	0.06±.03	0.99±.04	-0.50±.15	-0.34±.15
0.788	0.08±.04	0.33±.04	0.09±.03	0.05±.03	0.99±.04	-0.51±.17	-0.37±.17
0.813	0.09±.04	0.44±.06	0.05±.04	0.05±.04	0.999±.013	-0.59±.27	-0.63±.30
0.838	0.09±.04	0.45±.06	0.04±.04	0.04±.04	1.000±.008	-0.60±.32	-0.62±.33
0.863	0.12±.06	0.45±.06	0.03±.05	0.03±.05	0.99±.06	-0.67±.60	-0.57±.46
Решение 2							
0.663	0.23±.11	0.28±.04	0.01±.03	.014±.011	0.76±.22	-0.87±.24	-0.34±.30
0.688	0.26±.10	0.25±.04	0.02±.03	.009±.008	0.62±.18	-0.86±.20	-0.12±.30
0.713	0.25±.10	0.25±.04	0.02±.03	.013±.008	0.59±.18	-0.89±.15	-0.16±.24
0.738	0.23±.10	0.28±.04	0.01±.03	.012±.008	0.67±.20	-0.89±.18	-0.27±.27
0.763	0.21±.08	0.27±.04	0.05±.03	.019±.007	0.68±.17	-0.94±.10	-0.39±.17
0.788	0.19±.08	0.30±.04	0.06±.03	.017±.006	0.67±.19	-0.95±.10	-0.42±.20
0.813	0.19±.12	0.41±.06	0.01±.03	.019±.006	0.73±.25	-1.00±.005	-0.72±.32
0.838	0.17±.12	0.42±.06	0.02±.03	.017±.006	0.76±.27	-1.00±.01	-0.74±.35
0.863	0.16±.12	0.44±.07	0.02±.03	.014±.009	0.87±.36	-0.96±.21	-0.70±.41

Безмодельный анализ приводит к двум сильно различающимся решениям 1 и 2. Эти решения характеризуются ярко выраженной сигнатурой. А именно решение 1 имеет близкий к нулю угол между S и L волнами, а решение 2 близкий к 180^0 угол между L и U волнами. Кроме того, решение 1 характеризуется значительно меньшей амплитудой S-волны. Такие же признаки двух решений отмечаются и при остальных энергиях [16], что дает возможность выделить определенные ветви решения во всем диапазоне энергий начального пиона. С другой стороны, в отличие от более высоких энергий, в нашем случае наблюдается слабый поляризационный эффект и соответственно слабое отличие амплитуд с разной проекцией поперечной поляризации нуклона отдачи. В пределе нулевого поляризационного эффекта эти два набора амплитуд должны

совпасть. Таким образом, хотя, строго говоря, решения для наборов амлитуд с разной поляризацией нуклона отдачи между собой никак не связаны, мы можем оставить только две комбинации из четырех возможных, а именно 1.1 и 2.2 (в терминалогии [16]).

Интенсивность S и $\bar{S}$-волн во втором решении близка к интенсивности L и $\bar{L}$-волн, что вызывает сомнения в его физической обоснованности. В обоих решениях наблюдаемая асимметрия проявляется в интенсивности L-волны. В решении 1 парциальная асимметрия в этой волне, определяемая как $|L|^2$-$|\bar{L}|^2$, составляет -0.10 ± 0.02 в полном массовом интервале. Спиновые эффекты проявляются также и в относительных фазах. Так в решении 1 относительная фаза U и L-волн ($\cos\gamma_{LU}$) заметно отличается от относительной фазы $\bar{U}$ и $\bar{L}$-волн ($\cos\bar{\gamma}_{LU}$) при $M_{\pi\pi}$>0.75 ГэВ/c^2.

Так как поляризационный эффект при нашей энергии невелик, то представляется полезным провести модельно-зависимый амплитудный анализ, положив все спино-зависимые ЭСМП равными нулю. При этом удается распространить анализ на существенно более широкий интервал масс дипиона. Результаты модельно-зависимого амплитудного анализа приведены в таблице **6** и на рисунках 10.



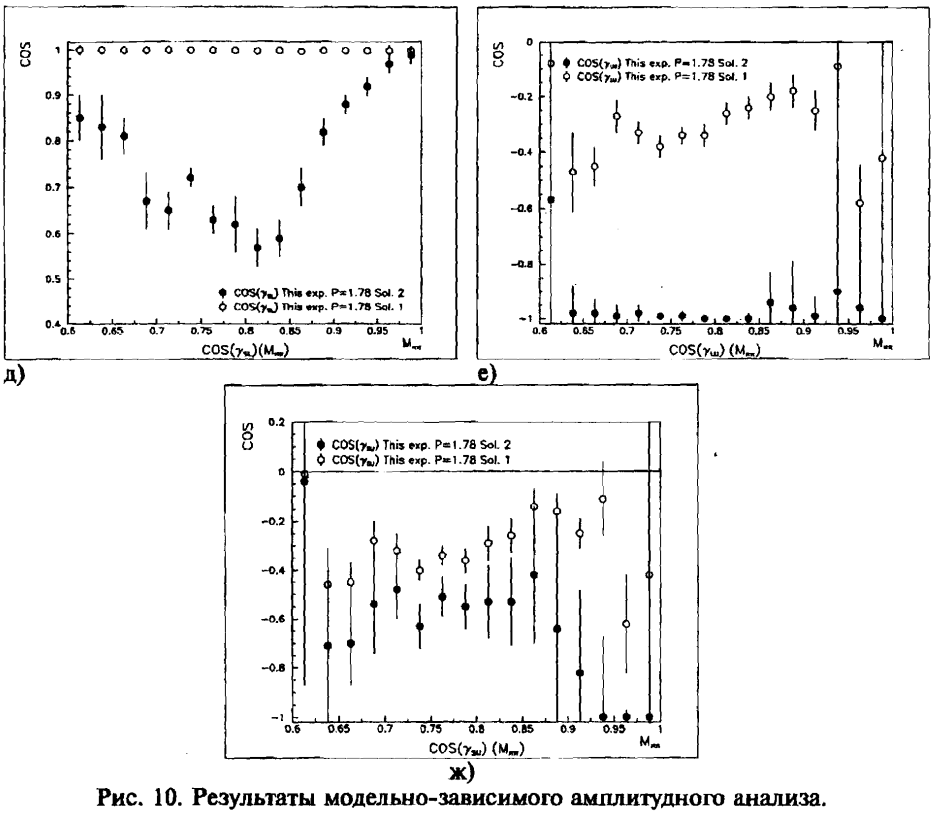


Рис. 10. Результаты модельно-зависимого амплитудного анализа.

Таблица 6. Поперечные t-канальные амплитуды как функция массы дипиона (модельно-зависимый амплитудный анализ).

$M_{\pi\pi}$, ГэВ/с^2	I_S	I_L	I_N	I_U	$\cos\gamma_{LS}$	$\cos\gamma_{LU}$	$\cos\gamma_{SU}$
Решение 1							
0.613	0.35±.06	0.48±.02	0.08±.02	0.08±.02	1.00±.01	-0.08±.13	-0.01±.15
0.638	0.26±.05	0.52±.02	0.14±.02	0.07±.02	1.000±.003	-0.47±.14	-0.46±.15
0.663	0.27±.03	0.54±.01	0.10±.01	0.08±.01	1.000±.001	-0.45±.07	-0.45±.08
0.688	0.18±.03	0.53±.02	0.16±.01	0.12±.01	1.000±.001	-0.27±.06	-0.28±.08
0.713	0.17±.02	0.53±.01	0.16±.01	0.13±0.01	1.000±.001	-0.33±.04	-0.32±.07
0.738	0.20±.02	0.56±.01	0.12±.01	0.10±.01	1.000±.001	-0.38±.04	-0.40±.04
0.763	0.16±.02	0.58±.01	0.12±.01	0.13±.01	1.000±.001	-0.34±.03	-0.34±.04
0.788	0.14±.02	0.61±.01	0.13±.01	0.12±.01	1.000±.002	-0.34±.04	-0.36±.05
0.813	0.12±.02	0.63±.01	0.12±.01	0.12±.01	0.999±.003	-0.26±.04	-0.29±.07
0.838	0.13±.02	0.65±.01	0.11±.01	0.11±.01	1.000±.001	-0.24±.04	-0.26±.07

0.863	0.18±.02	0.65±.01	0.10±.01	0.08±.01	0.998±.005	-0.20±.05	-0.14±.07
0.888	0.25±.02	0.65±.01	0.05±.01	0.05±.01	1.000±.002	-0.18±.06	-0.16±.07
0.913	0.27±.01	0.66±.01	0.03±.01	0.03±.01	1.000±.001	-0.25±.07	-0.25±.06
0.938	0.25±.02	0.70±.01	0.03±.01	0.02±.01	1.000±.003	-0.09±.14	-0.11±.15
0.963	0.28±.01	0.70±.01	.008±.004	0.010±.004	1.00±.01	-0.58±.14	-0.62±.20
0.988	0.29±.01	0.70±.01	.003±.004	0.003±.004	1.000±.002	-0.42±.44	-0.42±.40
Решение 2							
0.613	0.58±.04	0.41±.02	0.01±.02	0.002±.007	0.85±.05	-0.57±.70	-0.04±.83
0.638	0.42±.05	0.47±.02	0.09±.02	0.019±.012	0.83±.07	-0.98±.10	-0.71±.33
0.663	0.47±.03	0.47±.01	0.04±.01	0.021±.007	0.81±.04	-0.98±.05	-0.70±.17
0.688	0.52±.03	0.42±.02	0.05±.02	0.012±.006	0.67±.06	-0.99±.04	-0.54±.20
0.713	0.52±.03	0.42±.02	0.04±.01	0.020±.006	0.65±.04	-0.98±.03	-0.48±.12
0.738	0.47±.02	0.48±.01	0.03±.01	0.019±.004	0.72±.02	-0.99±.01	-0.63±.09
0.763	0.50±.02	0.47±.01	0.02±.01	0.019±.004	0.63±.03	-0.99±.02	-0.51±.08
0.788	0.44±.02	0.51±.01	0.03±.01	0.016±.003	0.62±.06	-1.00±.01	-0.55±.09
0.813	0.47±.02	0.52±.01	0.00±.01	0.010±.003	0.57±.04	-1.00±.01	-0.53±.15
0.838	0.44±.02	0.54±.01	0.01±.01	0.008±.003	0.59±.04	-1.00±.02	-0.53±.18
0.863	0.41±.02	0.57±.01	0.02±.01	0.004±.003	0.70±.04	-0.94±.11	-0.42±.28
0.888	0.40±.02	0.59±.01	.004±.006	0.002±.002	0.82±.03	-0.96±.17	-0.64±.47
0.913	0.37±.01	0.63±.01	0.0±.007	0.002±.001	0.88±.02	-0.99±.07	-0.82±.34
0.938	0.31±.02	0.68±.01	0.01±.01	0.00±.01	0.92±.02	-0.9±1.8	-1.00±.33
0.963	0.30±.01	0.70±.01	.002±.004	0.004±.001	0.97±.02	-0.96±.29	-1.00±.03
0.988	0.30±.01	0.70±.01	.000±.004	0.000±.001	0.99±.02	-1.00±.57	-1.0±1.4

Суммы интенсивностей соответствующих амплитуд из модельно-независимого анализа в пределах ошибок совпадают с интенсивностями, полученными в модельно-зависимом анализе. То же справедливо для средних косинусов относительных фаз. Решение 2 характеризуется весьма высокой интенсивностью S-волны, аномально низкой интенсивностью U и N-волн, значительной энергетической зависимостью относительной фазы и интенсивности S и L-волн. Существенная энергетическая зависимость интенсивности S-волны для решения типа 2 ранее отмечалась авторами амплитудного анализа [39], выполненого на основе измерений при 4.0 и 4.5 ГэВ/с [6,39] методикой пузырьковых камер. Совокупность приведенных особенностей решения 2 трудно объяснить в рамках сложившихся представлений о механизме периферического рождения пионов.

В решении 1 интенсивность S-волны под пиком ρ-мезона мало отличается от полученной при 17.2 ГэВ/с в анализе [16] для решений (1.1) и (2.2), близких друг другу. Относительная фаза U и L-амплитуд проявляет заметную энергетическую зависимость. Этот экспериментальный факт нуждается в теоретическом объяснении.

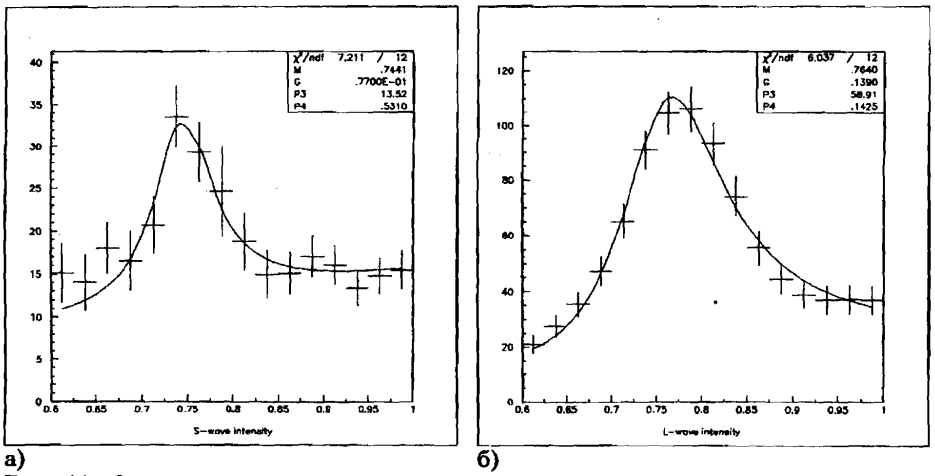
7. Оценка параметров σ(750)

Для оценки массы и ширины наблюдаемого скалярно-изоскалярного резонанса мы использовали нормированную интенсивность S-волны, измеренную в настоящем эксперименте, и массовую зависимость

дифференциального сечения рождения дипионов, полученную в эксперименте [7] при 2.26 ГэВ/с в условиях 4π геометрии. Полученная ненормированная интенсивность S и L-волн описывалась релятивистским Брейт-Вигнеровским распределением с постоянным некогерентным фоном:

$$I(m) = qF(m)N\{|BW(m)|^2 + B\} \quad (7.1),$$

где m - масса дипиона, N - нормировочная константа, B - постоянный фон, $q = \frac{1}{2}\sqrt{m^2 - 4m_\pi^2}$ - импульс разлетающихся пионов в системе покоя дипиона, $BW(m) = \frac{m_R\Gamma}{m_R^2 - m^2 - im_R\Gamma}$ - релятивистская формула Брейт-Вигнера для амплитуды, $F(m) = (2J+1)\left(\frac{m}{q}\right)^2$ - форм-фактор Pišút-Roos. Массовая зависимость ширины задается выражением: $\Gamma = \Gamma_R\left(\frac{q}{q_R}\right)^{2J+1}\frac{D_J(q_R r)}{D_J(qr)}$. Здесь $D_J(qr) = \begin{cases} 1.0 & ,J=0 \\ 1.0 + (qr)^2 & ,J=1 \end{cases}$ - центробежный барьер Blatt и Weishopf. Результаты представлены на рисунках 11 для S и L-волн, соответственно (решение 1).



а) б)

Рис. 11. Описание ненормированных интенсивностей распределением Брейта-Вигнера для S-волны (а) и L-волны (б).

Наилучшее описание L-волны: M_ρ=764±3 МэВ и Γ_ρ=139±14 МэВ достаточно хорошо согласуется с мировыми данными для параметров ρ-мезона (M_ρ=768.5±0.6 МэВ и Γ_ρ=150.7±1.2 МэВ) [40]. Результирующие параметры для σ(750) составляют: M_σ=744±5 МэВ и Γ_σ=77±22 МэВ. Значения соответствующих

параметров σ(750) из анализа [16] данных по интенсивности S-волны (решение 1.1) при 17.2 ГэВ/с составляют M_σ=767±5 МэВ и Γ_σ=210±43 МэВ, а из анализа резонирующей амплитуды $\bar{S}$: M_σ=753±19 МэВ и Γ_σ=108±53 МэВ.

8. Феноменологический анализ

Целью этого раздела является оценка энергетического поведения амплитуд в рамках модели Редже для сопоставления наших результатов с данными при высоких энергиях. Известно, что реджевская феноменология хорошо описывает энергетическую зависимость амплитуд, а модели реджезованного однопионного обмена успешно применяются для интерпретации данных по периферическому рождению пионов [41]. Мы воспользуемся моделью Кимеля-Оуенса [24], учитывающей асимптотически вымирающие амплитуды, существенные в области настоящего эксперимента, а также вклад амплитуд a_1-обмена, определяющих спиновую зависимость динамики генерации пионов. Модель была параметризована на базе данных [11,38] при 17.2 ГэВ/с. Авторы модели оперировали со спиральными амплитудами в системе s-канала. Для перехода в используемую нами Джексоновскую систему будут применены кроссинговые соотношения:

$$S_{+\pm} = S^S_{+\pm},\ N_{+\pm} = N^S_{+\pm},\ L_{+\pm} = \cos\chi \cdot L^S_{+\pm} + \sin\chi \cdot U^S_{+\pm},\ U_{+\pm} = -\sin\chi \cdot L^S_{+\pm} + \cos\chi \cdot U^S_{+\pm} \quad (8.1),$$

где χ - угол кроссинга векторного мезона, а спиральные амплитуды в s-канале помечены индексом S. Полюсные члены модели параметризованы следующим образом:

$$L^S_{+-} = \sqrt{-t`} \cdot \beta_\pi \frac{m_\rho}{2} e^{C^0_\pi (t-m^2_\pi)} \xi_\pi,\ L^S_{++} = -rL^S_{+-},\ U^{SP}_{+-} = (-t`) \cdot \beta_\pi e^{C^1_\pi (t-m^2_\pi)} \xi_\pi,\ U^S_{++} = -rU^{SP}_{+-}, \quad (8.2)$$

$$S^S_{+\pm} = L^S_{+\pm} \cdot \Gamma \cdot e^{i\Delta} \quad (8.3),$$

где $\xi_\pi = \Gamma(-\alpha_\pi)(1+e^{-i\pi\alpha_\pi})\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\pi}$, $\alpha_\pi = 0.7(t-m^2_\pi)$, $r = \sqrt{\frac{t_{\min}}{t`}}$, Γ=0.4, Δ=0.4, s_0=1.0 ГэВ^2. Вычеты в пионном полюсе соответствуют принятым в модели элементарного пионного обмена. Все записанные выше амплитуды имеют реджевскую фазу, не зависящую от энергии. Вклад реджевского разреза описан как:

$$U^{SC}_{+-} = N^{SC}_{+-} = \beta_C \cdot e^{C_c t} s^{\alpha_c} e^{-i\pi\alpha_c/2} \quad (8.4)$$

с α_c=0.0+0.4t, что при малых |t| обеспечивает относительную фазу вкладов в U^S-амплитуду от разреза и полюсного члена близкую к 180°. Константы β_π, β_c, C^0_π, C^1_π и C_c - параметры модели.

Из формул (8.2, 8.3) видно, что в s-канале не ожидается энергетической зависимости ни отношения интенсивностей поперечных S и L-амплитуд, ни их относительной фазы, хотя с уменьшением энергии фазы этих амплитуд меняются из-за возрастающего вклада амплитуд без опрокидывания спиральности S^S_{++} и L^S_{++}, содержащих множитель r. Амплитуда U^S_{+-} содержит компенсирующиеся вклады полюса и разреза и при 17.2 ГэВ/с изменяет знак при t`=-0.02 (ГэВ/с)$^2$. Полюсная амплитуда $U^{SP}_{+-}$ при фиксированном t` уменьшается с уменьшением энергии из-за увеличения минимального передаваемого импульса. Это приводит к сдвигу нуля амплитуды U^S_{+-} при 1.78 ГэВ/с и $M_{\pi\pi}$=0.77 ГэВ/с^2 к t`≈-0.06 (ГэВ/с)^2. Из соотношений (8.1) видно,

что вклады амплитуд L^S_{++} и U^S_{++}, фазы которых приняты за начало отсчета фаз, в действительную часть $r\cdot(-\sin\chi\cdot L^S_{++}+\cos\chi\cdot U^S_{++})$ поперечной t-канальной U-амплитуды компенсируются, в то время как компенсация отсутствует в мнимой части из-за нуля амплитуды U^S_{+-}. Поэтому в точке с $U^S_{+-}=0$ U-амплитуда оказывается существенно мнимой, а фаза L-амплитуды определяется параметром r, зависящим от начальной энергии. При r=1 и t`=-0.06 (ГэВ/с)^2 оценка относительной фазы L и U-амплитуд на базе параметров модели [24] приводит к 130°, что согласуется с решением 1 и противоречит решению 2.

Спиновая зависимость процесса генерации в модели [24] определяется обменом аксиально векторным a_1-мезоном, параметризуемым в виде вкладов реджевских полюса и разреза в следующем виде:

$$L^P_{++}=\beta^0_{a_1}e^{C^0_{a_1}t}\xi_{a_1},\quad L^C_{++}=-i\beta^{a_1}_C e^{C^{a_1}_C t}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha^{a_1}_C}e^{-i\pi\frac{\alpha^{a_1}_C}{2}}\quad(8.5),$$

где $\xi_{a_1}=\Gamma(1-\alpha_{a_1})(1-e^{-i\pi\alpha_{a_1}})\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{a_1}}$. Реджевские траектории заданы в виде $\alpha_{a_1}=-0.3+0.9t$, $\alpha^{a_1}_C=-0.4+0.45t$. При малых переданных импульсах амплитуды L^P_{++} и L^C_{++} находятся в противофазе, фитированные значения $\beta^0_{a_1}$ и $\beta^{a_1}_C$ соотносятся как $\beta^0_{a_1}\approx-\beta^{a_1}_C$. Используя (7.5) и оставляя в выражении для поляризации:

$$P=2\,\mathrm{Im}[L^S_{++}\cdot L^{S\,*}_{+-}+S^S_{++}\cdot S^{S\,*}_{+-}+U^S_{++}\cdot U^{S\,*}_{+-}+N^S_{++}\cdot N^{S\,*}_{+-}]/\sigma\quad(8.6)$$

только член с L-волной: $P_L=\frac{2\,\mathrm{Im}\,L^S_{++}\cdot L^{S\,*}_{+-}}{\sigma}$, где σ - сумма квадратов модулей всех участвующих амплитуд, энергетическую зависимость поляризации при малых t можно записать в виде:

$$P_L\approx\frac{\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{a_1}}-\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha^{a_1}_C}}{1+r^2}\quad(8.7),$$

так как часть амплитуды L^S_{++}, определяемая вкладом пионного полюса (8.2) синфазна L^S_{+-} и не вносит вклада в поляризацию. Наблюдаемое уменьшение парциальной поляризации $\frac{P_L(17.2)}{P_L(1.78)}=3.0\pm0.7$ соответствует интерсепту реджевской траектории a_1-мезона -0.1±0.2 и не противоречит значению -0.3±0.1, оцененному Кимелем и Оуенсом.

К сожалению, оценка интерсепта a_1-траектории модельно-зависима. Так, в предположении о равенстве интерсептов полюсного члена и реджевского разреза a_1-траектории, экспериментальная энергетическая зависимость асимметрии приводит к оценке интерсепта +0.2±0.2.

9. Заключение

Амплитудный и феноменологический анализы результатов настоящего эксперимента, проведенного в неасимптотической области, приводят к выводу, что единственным физически приемлемым решением амплитудного анализа является решение 1, соответствующее "UP"- решению $\pi\pi$ фазового анализа. Яркая сигнатура решений позволяет утверждать, что и при высоких энергиях истинным является только решение с минимальной интенсивностью S-волны под пиком ρ-мезона (решение (1.1) анализа М. Свека при 17.2 ГэВ/с). Полученная массовая зависимость интенсивности S-волны близка к наблюдаемой при высоких энергиях и соответствует существованию узкого (с шириной около 100 МэВ/c^2) S-волнового скалярно-изоскалярного резонанса под пиком ρ-мезона, предложенного М. Свеком и соавторами [42].

Конституэнтная структура σ(750) резонанса остается открытым вопросом. М. Свек, опираясь на результаты работ [44], связывающих ширину и массу глюония в рамках низкоэнергетических теорем нарушенной киральной симметрии, аргументирует, что это состояние может быть низколежащим глюболом. Действительно, в этом предположении теоретическая оценка парциальной ширины распада σ с массой 750 МэВ на два пиона составляет 100 МэВ или меньше, что согласуется с экспериментом. С другой стороны, последние квантово-хромодинамические рассчеты на решетках [45,46] предсказывают низшие массы скалярного глюония 1550±50 МэВ и 1740±70 МэВ, соответственно, хотя более ранние работы приводили к массе основного состояния глюония 740±40 МэВ [47]. Интересная интерпретация низколежащих скалярных резонансов как "новых адронов" или "вакуумных скаляров" с малой шириной распада на два пиона, выходящая за рамки обычных представлений квантовой хромодинамики, предложена авторами [48].

Экспериментальные данные на уровне 6 стандартных ошибок показывают заметную спиновую зависимость динамики генерации дипионов при промежуточных энергиях. Знак асимметрии совпадает со знаком при высоких энергиях, но ее величина в (3-4) раза меньше. Наибольшие поляризационные эффекты наблюдаются при генерации ρ-мезонов. Анализ энергетической зависимости поляризации в рамках Редже-модели Кимеля-Оуенса приводит к оценке интерсепта реджевской траектории a_1-мезона -0.1±0.2.

В целях уточнения механизма генерации, измерения интерсепта траектории a_1-мезона и развития мезонной спектроскопии на уровне амплитуд представляюся полезными дальнейшие хорошо обеспеченные статистически исследования реакций $\pi^- p_\uparrow \to \pi^- \pi^+ n$ и $\pi^- p_\uparrow \to \pi^0 \pi^0 n$, особенно при 3 и 40 ГэВ.

Благодарности

Авторы благодарны В.В. Владимирскому и А.Б. Кайдалову за интерес к работе и стимулирующие обсуждения, Ю.С. Калашниковой за информацию о теоретическом состоянии проблемы скалярных мезонов, М. Свеку за полезные обсуждения и обмен корреспонденцией, Р. Камински за предоставление результатов нового фазового анализа $\pi\pi$ рассеяния до опубликования. Мы признательны службе ускорителя У-10 за обеспечение работы пионным пучком высокого качества и стабильности.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским Фондом Фундаментальных Исследований и Российской государственной научно-технической программой “Фундаментальная ядерная физика”.

Список литературы

[1] Gotfried and Jackson J. D.// *Nuovo Cim.* 1964. Vol. **34**, P. 735;
Jackson J. D.// *Nuovo Cim.* 1964. Vol. **34**, P. 1644.

[2] L.D. Jacobs et al.// *Phys. Rev.* 1972. Vol. **D6**, P. 1291.

[3] B. Haber et al.// *Phys. Rev.* 1974. Vol. **D10**, P. 1387.

[4] A.B. Wicklund et al.// *Phys. Rev.* 1978. Vol. **D17**, P. 1197.

[5] Г.А. Лексин// *УФН* 1970. Т. **102**, Вып. 3, С. 337;
А.В. Арефьев и др.// *Ядерная Физика* 1964. Т. **27**, Вып. 1, С. 161.

[6] J.A. Charlesworth et al.// *Nucl. Phys.* 1964. Vol. **B65**, P. 253.

[7] B.G. Reynolds et al.// *Phys. Rev.* 1964. Vol. **184**, P. 1424.

[8] W. Ochs and F. Wagner// *Phys. Lett.* 1964. Vol. **44B**, P. 271.

[9] А.Б. Кайдалов, Б.М. Карнаков// *Ядерная Физика* 1970. Т. **11**, С. 216;
В.М. Гужавин, А.Б. Кайдалов, А.Ф. Нилов// *Ядерная Физика* 1972. Т. **15**, С. 162.

[10] И.Г. Алексеев и др.// *Ядерная Физика* 1990. Т. **51**, С. 425.

[11] H. Becker et al.// *Nucl. Phys.* 1979. Vol. **B150**, P. 301;
H. Becker et al.// *Nucl. Phys.* 1979. Vol. **B151**, P. 46.

[12] A. de Lesquen et al.// *Phys. Rev.* 1985. Vol. **D32**, P. 21;
A. de Lesquen et al.// *Phys. Rev.* 1989. Vol. **D39**, P. 21.

[13] G. Lutz and K. Rybitcki, Max Planck Institute, Munich, Internal Report No MPI-PAE/Exp. El.75, 1978 (unpublished).

[14] J.P. Baton et al.// *Phys. Lett.* 1970. Vol. **33B**, P. 528;
P. Estarbrooks, A.D. Martin// *Phys. Lett.* 1972. Vol. **41B**, P. 350;
S.D. Protopopescu et al.// *Phys. Rev.* 1973. Vol. **D7**, P. 1280;
G. Grayer et al.// *Nucl. Phys.* 1974. Vol. **B76**, P. 375.

[15] W.D. Apel et al.// *Nucl. Phys.* 1979. Vol. **B160**, P. 42;
N.M. Cason et al.// *Phys. Rev.* 1983. Vol. **D28**, P. 1586.

[16] M. Svec// *Phys. Rev.* 1996. Vol. **D53**, P. 2343; hep-ph/9511205, (1995);
M. Svec// hep-ph/9607297, (1996).

[17] J.T. Donohue and Y. Leroyer// *Nucl. Phys.* 1979. Vol. **B158**, P. 123.

[18] R. Kaminski, L. Les'niak and K. Rybicki// hep-ph/9606362, (1996).

[19] K. Lau, D. Morgan and M.R. Pennington// *Phys. Rev.* 1987. Vol. **D35**, P. 1633.

[20] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio// *Phys. Rev.* 1961. Vol. **122**, P. 345;
T. Hatsuda and T. Kunihiro// *Phys. Rep.* 1994. Vol. **247**, P. 22;
R. Delbourgo and M.D. Scadron// *Mod. Phys. Lett.* 1995. Vol. **A10**, P. 251.

[21] P. Geiger and N. Isgur// *Phys. Rev.* 1993. Vol. **D47**, P. 5050;
R. Kokoski and N. Isgur// *Phys. Rev.* 1987. Vol. **D35**, P. 907.

[22] N.A. Tornqvist and M. Roos// *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. **76**, P. 1575.

[23] E. Byckling and K. Kajantie. *Particle Kinematics*, John Wiley and Sons, London, 1973; Е. Бюклинг и К. Каянти, *Кинематика элементарных частиц*, М. Мир, 1975.

[24] J.D. Kimel and J.F. Owens// *Nucl. Phys.* 1977. Vol. **B122**, P. 464.

[25] Я.А. Смородинский и В.Д. Эфрос// *Ядерная Физика* 1973. Т. **17**, С. 210.

[26] B.R. Martin, D. Morgan and G. Shaw, *Pion-pion interaction in particle physics*, Academic Press, New York, 1976;

J.L. Peterson, CERN 77-04 (1977).
[27] Бобченко Б.М. и др., *Установка СПИН для исследования поляризационных явлений при промежуточных энергиях*, М., Препринт ИТЭФ, 1982, №121.
[28] Alekseev I.G. et al.// *Nucl. Phys.* 1991. Vol. **B348**, P. 257.
[29] Алексеев И.Г. и др., *Времяпролетная система измерения импульса пучка*, М., Препринт ИТЭФ, 1988, №184.
[30] Бобченко Б.М. и др., *Способ применения искровых камер с магнитострикционным типом съема информации в произвольных магнитных полях*, М., Препринт ИТЭФ, 1982, №88.
[31] Канавец В.П. и др., *Пороговый черенковский счетчик*, М., Препринт ИТЭФ, 1982, №104.
[32] J. Bystricky et al.// *Nouvo Cim.* 1971. Vol. **A1**, P. 601.
[33] F.T. Solmitz// *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 1964. Vol. **14**, P. 375.
[34] R. Brun et al., *GEANT user guide and reference manual*, CERN DD/78/2, (1978).
[35] И.М. Соболь, *Численные методы Монте-Карло*, М. Наука, 1973.
[36] M. Babou et al.// *Nucl. Instrum. Methods* 1979. Vol. **160**, P. 1.
[37] A.B. Wicklund et al.// *Phys. Rev.* 1987. Vol. **D35**, P. 2760.
[38] B. Hyams et al.// *Nucl. Phys.* 1973. Vol. **B64**, P. 134;
G. Grayer et al.// *Nucl. Phys.* 1974. Vol. **B75**, P. 189.
[39] А.Ф. Нилов и др.// *Ядерная Физика* 1975. Т. **22**, С. 116.
[40] Review of Particle Physics// *Phys. Rev.* 1996. Vol. **D54**, P. 1.
[41] А.Ф. Нилов и др.// *Ядерная Физика* 1975. Т. **22**, С. 583.
[42] A. de Lesquen, L. van Rossum and M. Svec// *Phys. Rev.* 1990. Vol. **D42**, P. 934;
A. de Lesquen, L. van Rossum and M. Svec// *Phys. Rev.* 1992. Vol. **D45**, P. 55;
A. de Lesquen, L. van Rossum and M. Svec// *Phys. Rev.* 1992. Vol. **D46**, P. 949.
[43] J. Ellis and J. Lanic// *Phys. Lett.* **B150**, (1985), 289.
[44] M.S. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov// *Nucl. Phys.* 1979. Vol. **B147**, P. 385;
M.S. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov// *Nucl. Phys.* 1979. Vol. **B147**, P. 448.
[45] G. Bali et al.// *Phys. Lett.* 1993. Vol. **B309**, P. 378.
[46] F. Butler et al.// *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. **70**, P. 2849;
M. Chen et al.// *Nucl. Phys. (suppl)* 1994. Vol. **34**, P. 357.
[47] K. Ishikawa et al.// *Phys. Lett* 1982. Vol. **116B**, P. 429;
B. Berg and A. Billoire// *Nucl. Phys.* 1983. Vol. **B221**, P. 109;
W.H. Hamber and M. Urs Mceiller// *Phys. Rev.* 1984. Vol. **D29**, P. 928.
[48] F.E. Close, Yu.L. Dokshitzer, V.N. Gribov et al.// *Phys. Lett.* 1993. Vol. **B319**, P. 291.