

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-84-698

Б.З.Копелиович

ЧЕМУ УЧАТ ДАННЫЕ О ПОЛЯРИЗАЦИИ
В РЕАКЦИИ $\pi^+p \rightarrow \pi^0n$

Направлено на II семинар
по спиновым явлениям в физике высоких энергий
/Протвино, 1984 г./

1984

ВВЕДЕНИЕ

Поляризационные эффекты в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ всегда привлекали к себе внимание. Это связано с тем, что вклад ветвлений и других малых поправок, который обычно трудно выделить, здесь является главным. Действительно, если ограничиться только ρ -полюсом, то из-за отсутствия сдвига фаз между спиновыми амплитудами поляризации не возникает. Асимптотически главной поправкой является ρP -ветвление, которое дает небольшой сдвиг фазы и поляризацию, почти не зависящую от энергии. Однако прецизионные измерения поляризации ^{/1,2/} выполненные при 40 ГэВ/с, показали, что на интервале 10-40 (ГэВ/с) поляризация в области малых переданных импульсов уменьшается более чем в 2 раза. Кроме того, результаты эксперимента ^{/1,2/} показали нетривиальную t -зависимость поляризации, имеющей узкий минимум при $t \approx -0,2$ (ГэВ/с)², который не ожидался.

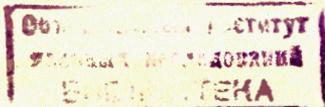
Цель настоящего анализа - описание данных о поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ в рамках стандартной реджевской схемы. Особое внимание уделяется вопросу: что нового мы узнали из результатов данного эксперимента, какая информация о свойствах реджевских полюсов и разрезов может быть получена? К сожалению, этот вопрос не всегда получает ответ при теоретическом анализе данных. Часто описание данных является самоцелью и достигается путем произвольного введения малоизученных левых полюсов в j -плоскости (ρ' , ρ'' ...) или экзотических особенностей /оддерон и т.п./, что дает лишь возможность увеличить число свободных параметров.

1. ЧТО ИЗВЕСТНО О ПОЛЮСАХ РЕДЖЕ?

Вклад реджеона Γ в амплитуду πN -рассеяния запишем в виде

$$f^\Gamma(s, q^2) = f_0^\Gamma(s, q^2) + (\vec{\sigma} \vec{n}) \frac{q}{m_N} f_1^\Gamma(s, q^2), \quad //1/$$

здесь f_0^Γ и f_1^Γ - спиновые амплитуды; s - квадрат полной энергии в с.ц.и.; q - поперечный переданный импульс; \vec{n} - единичный вектор нормали к плоскости рассеяния; $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули; m_N - масса нуклона.



Амплитуды $f_{0,1}^r(s, q^2)$ запишем в виде

$$f_{0,1}^r(s, q^2) = h_{0,1}^r(q^2) (s/s_0)^{\alpha_r(q^2)} \exp(i\phi_{0,1}^r), \quad /2/$$

где $h^r(q^2)$ - вычет полюса r ; $\alpha_r(q^2) \approx \alpha_r(0) - \alpha_r' q^2$ - траектория полюса; $\phi_0^r = \phi_1^r$ - фаза соответствующей амплитуды; $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$.

Для ρ -полюса $\phi_{0,1}^{\rho} = -3\pi/4 + i\pi/2 \cdot \alpha_r' q^2$, значения $\alpha_r(0) = 0,5$ и $\alpha_r' = 0,9 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ в дальнейшем фиксируем.

Обменное вырождение ρ - A_2 полюсов в NN-рассеянии и ρ - f полюсов в $\pi\pi$ -рассеянии требует обращения в нуль вычетов $h_{0,1}^{\rho}(q^2)$ при $q^2 = q_1^2 \approx 0,6 \text{ (ГэВ/с)}^2$, где $\alpha_r(q_1^2) = 0$. В действительности обменное вырождение является приближенным и данное требование может не выполняться. Тем не менее, данные о поляризации в πN упругом рассеянии говорят о том, что вычет $h_1^{\rho}(q^2)$ действительно меняет знак при $q^2 = q_1^2$. Это подтверждается и данными по дифференциальному сечению реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, которое имеет минимум при $q^2 \approx q_1^2$. Таким образом, амплитуда f_1^{ρ} может быть записана в виде

$$f_1^{\rho}(q^2) = f_1^{\rho}(0) (1 - q^2/q_1^2) \exp(-\lambda_1^{\rho} q^2). \quad /3/$$

Здесь $\lambda_1^{\rho} = R_1^2 + \alpha_r' \ln(\frac{s}{s_0}) - i\frac{\pi}{2} \alpha_r'$; $h_1^{\rho}(q^2)$ параметризован в виде

$$h_1(q^2) = h_1(0) (1 - q^2/q_1^2) \exp(-\lambda_1^{\rho} q^2).$$

Если фиксировать значения $\alpha_r(0) = 0,5$ и $\alpha_r' = 0,9 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$, то из грубого анализа ^{/2/} $\lambda_1 \approx 8 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$. Более точно λ_1^{ρ} будет фиксировано ниже.

Из данных по $d\sigma/dq^2(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$ при $q^2 = 0$ можно также оценить $h_0^{\rho}(0)$ /пренебрегая пока другими вкладами/. В нормировке $\sigma_{tot} = \text{Im}f(0)/s$ из данных ^{/3/} находим

$$h_0^{\rho}(0) \approx 4s_0(s/s_0)^{1-\alpha_r(0)} \left[\pi \frac{d\sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n}}{dq^2} \Big|_{q^2=0} \right]^{1/2} \approx 23,4. \quad /4/$$

Зависимость от q^2 вычета $h_0^{\rho}(q^2)$ из этих данных определить невозможно, поскольку в сечении доминирует вклад амплитуды $f_1^{\rho}(q^2)$. Действительно, в аддитивной кварковой модели амплитуда f_1^{ρ} усилена фактором 3 по сравнению с f_0^{ρ} . Отношение $R = h_1^{\rho}(0)/h_0^{\rho}(0)$ можно грубо оценить из данных ^{/2/}, считая одинаковой q^2 -зависимость f_0^{ρ} и f_1^{ρ} . Такая оценка дает ^{/2/} $R \approx 4$.

Более детальная информация о вычете h_0^{ρ} может быть получена из данных о разности $\Delta\sigma^{\pi p}(q^2)$ дифференциальных сечений $\pi^{\pm} p$ упругого рассеяния, которая определяется интерференцией вкладов с положительной и отрицательной сигнатурами. Эта величина $\Delta\sigma^{\pi p}(q^2)$ меняет знак при $q^2 = q_0^2 \approx 0,2 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Поскольку доминирующий в амплитуде вклад с положительной сигнатурой знака не меняет, то причиной "кроссовер"-эффекта является обращение в ноль

мнимой части амплитуды с отрицательной сигнатурой. В литературе обсуждаются два возможных объяснения этого, в соответствии с которыми ниже будут рассмотрены два варианта расчета А и В.

Вариант А^{/4,5/}: амплитуда $f_0(q^2)$ меняет знак в результате деструктивной интерференции ρ -полюса и ветвлений. В этом случае параметризуем амплитуду в форме

$$f_0^{\rho}(q^2) = f_0^{\rho}(0) \exp(-\lambda_0^{\rho} q^2). \quad /5/$$

Сравнение с данными ^{/3/} дает $\text{Re} \lambda_0^{\rho} = 8 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

Вариант В: вычет $h_0^{\rho}(q^2)$ меняет знак в точке $q^2 = q_0^2$. Этому отвечает следующая параметризация:

$$f_0^{\rho}(q^2) = f_0^{\rho}(0) (1 - q^2/q_0^2) \exp(-\lambda_0^{\rho} q^2). \quad /6/$$

Из данных по дифференциальному сечению можно определить лишь параметр наклона $\tilde{\lambda}_0^{\rho}$ амплитуды $f_0^{\rho}(q^2)$ при малых значениях $q^2 \leq 0,03$, где f_0^{ρ} доминирует. Определенный как

$$\tilde{\lambda}_0^{\rho} = (df_0^{\rho}/dq^2) \Big|_{q^2=0} / f_0^{\rho}(0),$$

этот параметр равен ^{/3/} $\tilde{\lambda}_0^{\rho} \approx 8 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$. В то же время из /6/ следует, что

$$\tilde{\lambda}_0^{\rho} = \lambda_0^{\rho} + 1/q_0^2. \quad /7/$$

Следовательно, если $q_0^2 = 0,2 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$, то $\lambda_0^{\rho} \approx 3 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

Рассмотрим также характеристики полюса Померанчука P и f -полюса, необходимые для вычисления вклада разрезом. Зеркальная симметрия значений поляризации в $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -рассеянии говорит о малости вкладов этих полюсов в спиновую амплитуду $f_1(q^2)$.

Поэтому мы фиксируем $f_1^P(q^2) = f_1^f(q^2) = 0$.

Траектория померона $\alpha_P(q^2) = 1 + \Delta - \alpha_P' q^2$ определяется из данных по упругому рассеянию при высоких энергиях. Различные анализы данных ISR и коллайдера дают значения Δ от 0,07 до 0,012. Мы фиксируем в дальнейшем $\Delta = 0,1$. Также фиксируем $\alpha_P' = 0,1 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$. Величина наклона дифракционного конуса при 40 ГэВ равна $2\lambda_0^P \approx 8 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

Параметры f -полюса заслуживают особого внимания. Принято считать, что вычет f -реджеона примерно равен померонному, т.е. $h_0^f(q^2) \approx h_0^P(q^2)$. Это соответствует гипотезе f -доминантности померона ^{/7/} и существующим анализам экспериментальных данных. Покажем, однако, что этот вывод сильно зависит от закладываемых в анализ параметров померона. Вклад f -реджеона обеспечивает убывание с энергией суммы полных сечений $\Sigma\sigma^{\pi N} = \sigma^{\pi^- p} + \sigma^{\pi^+ p}$. В то же время померон с интерсептом $\alpha_P(0) = 1 + \Delta$ даёт растущий

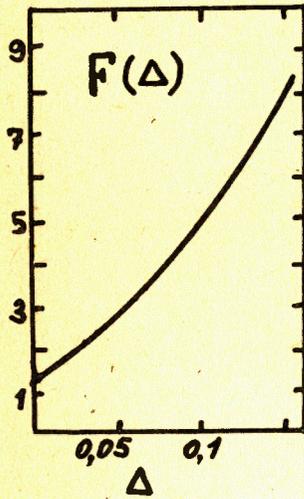


Рис. 1

как $(s/s_0)^\Delta$ вклад. Окончательная зависимость $\Sigma \sigma_{tot}^{\pi N}$ от энергии определяется двумя параметрами: Δ и $F = h_0^f(0)/h_0^p(0)$. Сильная корреляция этих параметров приводит к тому, что данные при энергиях до 100 ГэВ не позволяют их фиксировать. На рис. 1 показана зависимость параметра F от величины Δ , найденная из анализа экспериментальных данных ^{18/} о $\sigma_{tot}^{\pi N}$ в интервале энергий 10-70 ГэВ. Качество описания данных практически не зависит от величины Δ . Видно, что при $\Delta = 0$, $F \approx 1$, как и говорилось выше. Однако с увеличением Δ значение F быстро растет. Ясно, что фиксировать Δ следует по данным при максимальных энергиях. При $\Delta = 0,1$ величина $F = 4,8$.

2. РЕДЖЕВСКИЕ РАЗРЕЗЫ

Вклад двухреджеонного разреза в эйкональном приближении вычисляется по формуле ^{15/}:

$$f_1^{f_1} (q^2) = \frac{i}{2s} \int \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} f_1^1(\vec{k}) f_1^2(\vec{q} - \vec{k}). \quad /8/$$

Самым правым разрезом в j -плоскости, дающим вклад в амплитуду реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, является ρP разрез.

Вариант А. Вклад в амплитуду f_0 равен

$$f_0^{\rho P} (q^2) = \frac{h_0^{\rho}(0)h_0^P(0)}{8\pi s_0} (\lambda_0^\rho + \lambda_0^P)^{-1} \exp\left(-\frac{\lambda_0^\rho \lambda_0^P}{\lambda_0^\rho + \lambda_0^P} q^2\right) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\rho}(0)+\Delta} \exp(i\phi_0^{\rho P}),$$

здесь фаза $\phi_0^{\rho P}(q^2)$ равна

$$\phi_0^{\rho P}(q^2) = \pi/4 - \Delta\pi/2 + q^2 \frac{\pi}{2} [a_\rho'(\lambda_0^\rho)^2 + a_P'(\lambda_0^P)^2] (\lambda_0^\rho + \lambda_0^P)^{-2}. \quad /9/$$

Вариант В. Подстановка ^{16/} в ^{18/} дает

$$f_0^{\rho P} (q^2) = H_0 (1 - \frac{q^2}{Q_0^2}) \frac{h_0^{\rho}(0)h_0^P(0)}{8\pi s_0 (\lambda_0^\rho + \lambda_0^P)} \exp(i\phi_0^{\rho P}) \exp\left(-\frac{\lambda_0^\rho \lambda_0^P}{\lambda_0^\rho + \lambda_0^P} q^2\right) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\rho}(0)+\Delta}, \quad /10/$$

где $\phi_0^{\rho P}$ совпадает с ^{9/}. В ^{10/} введены обозначения

$$H_0 = 1 - [q_0^2(\lambda_0^\rho + \lambda_0^P)]^{-1} \quad /11/$$

$$Q_0^2 = q_0^2(1 + \lambda_0^\rho/\lambda_0^P)^2 - (1 + \lambda_0^\rho/\lambda_0^P)/\lambda_0^P. \quad /12/$$

Выражение ^{10/} меняет знак при $q^2 = Q_0^2$. Интересно, что при значении $\lambda_0^\rho \approx 3$ (ГэВ/с)⁻², определенном в предыдущем разделе, величина $Q_0^2 = 0,18$ практически совпадает с q_0^2 . Следовательно, в варианте В вклады полюса и ветвления меняют знак одновременно при $q^2 \approx 0,2$ (ГэВ/с)². Этот результат оказывается весьма важным для q^2 -зависимости поляризации /см. ниже/.

Вклад ρP ветвления в амплитуду $f_1(q^2)$ находится подстановкой ^{13/} в ^{18/} и не зависит от выбора варианта А или В:

$$f_1^{\rho P} (q^2) = H_1 (1 - q^2/Q_1^2) \frac{h_1^{\rho}(0)h_0^P(0)}{8\pi s_0} (\lambda_0^P)^2 (\lambda_0^\rho + \lambda_1^P)^{-2} \times \exp(i\phi_1^{\rho P}) \exp\left(-\frac{\lambda_1^{\rho} \lambda_0^P}{\lambda_1^{\rho} + \lambda_0^P} q^2\right) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\rho}(0)+\Delta}, \quad /13/$$

здесь

$$H_1 = 1 - 2[q_1^2(\lambda_1^{\rho} + \lambda_0^P)]^{-1}, \quad /14/$$

$$Q_1^2 = q_1^2(1 + \lambda_1^{\rho}/\lambda_0^P)^2 - 2(1 + \lambda_1^{\rho}/\lambda_0^P)/\lambda_0^P. \quad /15/$$

Фаза $\phi_1^{\rho P}$ отличается от выражения ^{9/} заменой λ_0^ρ на λ_1^{ρ} .

Следующие за ρP разрез ρf и $\rho\rho$, хотя и быстрее убывают с энергией, однако имеют большой фазовый сдвиг, а f , кроме того, обладает, как было показано выше, большим вычетом. Полагая $h_0^f(q^2) = F h_0^P(q^2)$, получим

$$f_0^{\rho f} (q^2) = F (s/s_0)^{-0,5-\Delta} f_0^{\rho P}(q^2) \exp(i\phi_0^{\rho f} - i\phi_0^{\rho P}), \quad /16/$$

$$\phi_0^{\rho f} = \frac{\pi}{2} \left[1 + q^2 \frac{\alpha_\rho'(\lambda_0^f)^2 + \alpha_f'(\lambda_0^\rho)^2}{(\lambda_0^f + \lambda_0^\rho)^2} \right]. \quad /17/$$

Выражения ^{16/} и ^{17/} имеют силу в обоих вариантах А и В. Выражения для $f_1^{\rho f}(q^2)$ и $\phi_1^{\rho f}$ отличаются от ^{16/} и ^{17/} лишь заменой $f_0^{\rho P}$ на $f_1^{\rho P}$ и λ_0^ρ на λ_1^{ρ} . Наконец, вклад $\rho\rho$ -ветвления имеет вид

$$f_0^{\rho\rho} (q^2) = \frac{[h_0^{\rho}(0)]^2}{16\pi s_0 \lambda_0^\rho} \exp(i\phi_0^{\rho\rho} - q^2 \lambda_0^{\rho/2}) - \frac{[h_1^{\rho}(0)]^2}{32\pi s_0 (\lambda_1^{\rho})^2} \exp(i\phi_0^{\rho\rho} - q^2 \frac{\lambda_1^{\rho}}{2}), \quad /18/$$

здесь второе слагаемое соответствует ветвлению с двойным переверотом спина. Вклад от $\rho\rho$ -обмена в амплитуду $f_1(q^2)$ равен

$$f_1^{\rho\rho} = \frac{h_0^{\rho}(0) h_1^{\rho}(0)}{16\pi s_0} \exp(i\phi_1^{\rho\rho} - \frac{\lambda_0^{\rho} \lambda_1^{\rho}}{\lambda_0^{\rho} + \lambda_1^{\rho}} q^2). \quad /19/$$

Фазы $\phi_0^{\rho\rho}$ и $\phi_1^{\rho\rho}$ равны $\phi^{\rho\rho} = -\pi/2 + (\alpha^{\rho\rho})' q^2$, где $(\alpha^{\rho\rho})' = \alpha' \pi/4$;

$$(\alpha_1^{\rho\rho})' = \alpha' \rho [(\lambda_0^{\rho})^2 + (\lambda_1^{\rho})^2] (\lambda_0^{\rho} + \lambda_1^{\rho})^{-2} \cdot \frac{\pi}{2}.$$

Вкладом более левых особенностей в j -плоскости при расчетах мы пренебрегаем, но обсудим их роль в разделе 5.

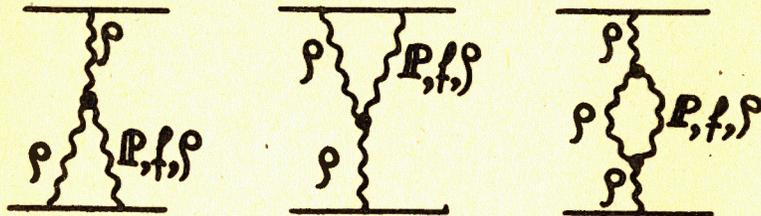


Рис. 2

В заключение этого раздела рассмотрим ливневое усиление эйкональных диаграмм /9/ - эффект, аналогичный неупругому экранированию в ядрах. Если в неупругих вершинах испускания адронам двух реджеонов перейти к трехреджеонному пределу, то к эйкональному графику нужно добавить полуусиленные и усиленные графики, показанные на рис. 2. Хотя трехреджеонный предел верен лишь для образования больших масс, эти графики в соответствии с дуальностью правильно воспроизводят и вклад малых масс. Расчет графиков затруднен из-за отсутствия экспериментальной информации о соответствующих трехреджеонных вершинах. Их, однако, можно оценить в модели однопионного обмена /10/. Суммарный вклад графиков на рис. 2 оказывается того же порядка, что и вклад эйконального графика. Это означает, что вклад всех ветвлений, рассмотренных выше, следует умножить на коэффициент ливневого усиления $C \approx 2 \div 3$. Это согласуется с оценкой для $\rho\rho$ -ветвления из данных опыта. Для нас здесь важна также зависимость фактора C от q^2 . Если, как обсуждалось выше, вклад в амплитуду $f_0(q^2)$ эйконального ветвления меняет знак в той же точке $q^2 = q_0^2$, что и ρ -полюс, то ясно, что вклад графиков на рис. 2 также меняет знак в этом месте. Зависимость трехреджеонных вершин от q^2 неизвестна. Если ею пренебречь, то наклон по q^2 графиков на рис. 2 почти не отличается от эйконального. Учитывая все это, мы будем считать фактор C постоянным и фиксируем $C_{\rho\rho} = 2$, $C_{\rho f} = 3$.

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Прежде чем перейти к расчету поляризации, определим более точно величину и наклон амплитуды $f_1^{\rho}(q^2)$ путем сравнения с данными $1/8$ о дифференциальном сечении реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при малых q^2 .

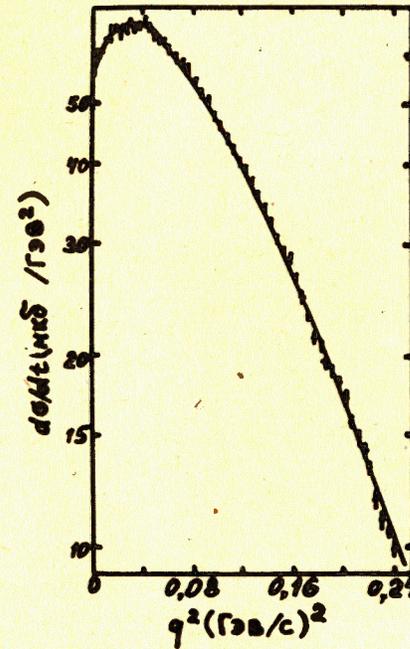


Рис. 3

Величина $\lambda_0^{\rho} = 3,2$ (ГэВ/с)⁻² фиксирована требованием совпадения нулей вкладов в f_0 ρ -полюса и $\rho\rho$ -ветвления. На рис. 3 сравниваются результаты расчета с $h_1^{\rho}(0)/h_0^{\rho}(0) = 4,7$; $F = 4,8$ и $\lambda_1^{\rho} = 5,2$ (ГэВ/с)⁻². Отметим, что, хотя вклад амплитуды $f_0(q^2)$ имеет минимум при $q^2 = q_0^2 \approx 0,2$ (ГэВ/с)², в сечении этот минимум незаметен, поскольку доминирует вклад амплитуды $f_1^{\rho}(q^2)$. К сожалению, при $q^2 \geq 0,4$ (ГэВ/с)² простая гауссовская параметризация вычетов слишком груба, и для согласия с данными нужно в показатель экспоненты вводить слагаемые $\sim q^4$. Однако это делает невозможным аналитические расчеты вклада разрезов. Поэтому здесь мы ограничимся областью $q^2 < 0,5$ (ГэВ/с)².

4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Результаты расчета поляризации с параметрами амплитуды /2/, фиксированными выше, показаны на рис. 4. Видно, что в варианте А поведение поляризации - гладкое. В то же время в варианте В поляризация имеет минимум при $q^2 \approx 0,2$ (ГэВ/с)², наблюдаемый в эксперименте. Это является серьезным доводом в пользу того, что главная причина "кроссовер"-эффекта - не деструктивная интерференция полюса с ветвлением, а нуль в вычете полюса при $q^2 = q_0^2$.

Причина минимума поляризации при $q^2 = 0,2$ (ГэВ/с)² становится ясной, если проследить поведение фаз ρ -полюса и разрезов. Эти фазы при $q^2 = 0$ показаны единичными векторами на рис. 5. Если модуль вклада ρf -разреза не слишком мал, то фаза суммы ρf и $\rho\rho$ разрезов больше $\pi/4$. С увеличением q^2 все фазы растут, но фаза полюса растет быстрее, чем фазы разрезов, и при некотором значении $q^2 = q_0^2$ относительный сдвиг фазы полюса и разрезов равен π , т.е. поляризация обращается в нуль. Если $q_0^2 \approx q_0^2$, то

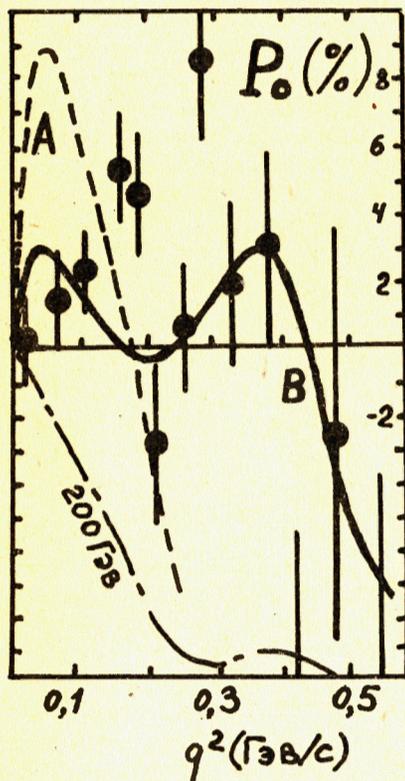
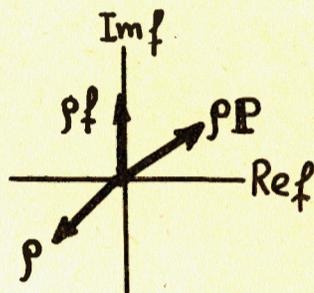


Рис. 4

Рис. 5



возникает минимум параболической формы. Именно это и происходит при том соотношении параметров, которое имеет место при 40 ГэВ/с. С ростом энергии относительная величина вклада ρf разреза падает, и \tilde{q}_0^2 стремится к нулю. Пример поведения поляризации при 200 ГэВ/с также показан на рис. 4. Заметим, что первый максимум поляризации в расчете находится при малом значении $q^2 \approx 0,04$ (ГэВ/с)².

Это объясняется ненулевым сдвигом фаз при $q^2=0$. Такое поведение типично для поляризации в упругом рассеянии $\pi^+ p$, pp , $K^+ p$ и т.д./ В то же время данные ^{1,2/} демонстрируют другое поведение: максимум смещен к $q^2 \approx 0,2$ (ГэВ/с)². Понять такое поведение чрезвычайно трудно. Следует заметить, однако, что при $q^2 \leq 0,1$ (ГэВ/с)² наблюдается ничем не контролируемый фон от неупругих процессов ^{1,2/}, вклад которых в этой области максимален.

5. НЕУЧТЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Левее ρ -полюса лежат дочерние полюса, траектории которых проходят через радиальные возбуждения $\rho'/1250/$ и $\rho''/1600/$. Их интерсепты равны $\alpha_{\rho'}(0) \approx -0,5$, $\alpha_{\rho''} \approx -1,5$. Столь низкие значения $\alpha(0)$ обеспечивают при 40 ГэВ подавление их вкладов по сравнению с ρ соответственно на два и четыре порядка. Рассчитывать на то, что большой вычет компенсирует эту малость, также не приходится, так как ρ' , например, при большей массе имеет меньшую по сравнению с ρ ширину распада на 2π , т.е. меньшую константу связи. Таким образом, вкладами ρ' и ρ'' при $P_L = 40$ ГэВ/с можно пренебречь.

Заслуживает внимания вклад цветного ρ_c -реджеона. Если система $q\bar{q}$ в t -канале находится не в синглетном по цвету, а в октетном состоянии, то обмен глюоном между ними подавлен в 8 раз. Соответственно интерсепт цветного реджеона, возникающего при реджезации этого графика, подавлен фактором $(2\sqrt{2})^{-1}$ по сравнению с белым реджеоном. Таким образом, $\alpha_{\rho_c}(0) \approx 1/(4\sqrt{2})$. Разрез, генерируемый обменом ρ_c и глюоном, образующими цветовой синглет, интерферирует с ρ и дает вклад в поляризацию, убывающий с энергией как $\sim (s/s_0)^{-0,3}$. Численная оценка этого вклада в поляризацию реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ показала, однако, что его величина не превышает 1%, т.е. ею можно пренебречь.

6. ПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ

Большой вклад f -реджеона в амплитуду πN -рассеяния, обнаруженный выше, должен проявиться и в энергетической зависимости поляризации в упругом рассеянии. Если энергетическую зависимость поляризации записать как $(s/s_0)^{\alpha_{эфф}}$, то показатель степени $\alpha_{эфф}(q^2)$ равен

$$\alpha_{эфф}(q^2) \approx \frac{d \ln [P_0(s, q^2)]}{d \ln (s/s_0)} \quad /20/$$

В случае упругого πN -рассеяния P_0 определяется интерференцией амплитуд f_1^P с f_0^P и f_0^f , параметры которых фиксированы выше. Результат расчета по формуле /20/ при 40 ГэВ сравнивается с экспериментальными данными на рис. 6. Видно, что $\alpha_{эфф}$ близко к зависимости $\tilde{\alpha}_{эфф}(q^2) = \alpha_{\rho}(q^2) - 1 + (\alpha_{\rho'} - \alpha_{\rho})q^2$, т.е. вклад f -реджеона и сдвиг $\Delta = \alpha_f(0) - 1$ над единицей компенсируют друг друга.

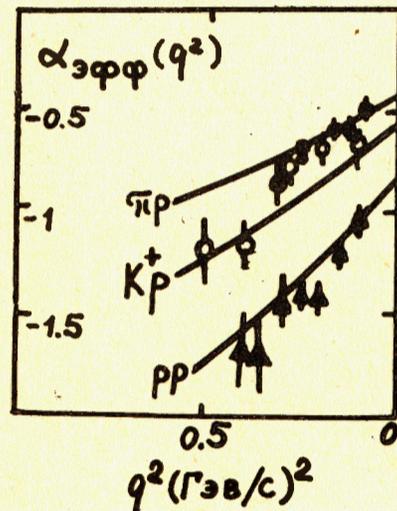


Рис. 6

В случае NN -рассеяния подобная компенсация невозможна, поскольку отношение вычетов f и P равно уже F^2 . В поляризации интерферируют амплитуды f_1^P , f_1^{A2} с f_0^P , f_0^f , f_0^ω . Дифференциальное сечение NN -рассеяния при этих энергиях почти постоянно из-за приближенного обменного вырождения. Учитывая все это, находим из формулы /20/ величину $\alpha_{эфф}(q^2)$, которая заметно меньше, чем в случае πN -рассеяния. Сравнение с данными ^{11/} на рис. 6 показывает их хорошее согласие. Там же приведены данные ^{11/} и расчет для $\alpha_{эфф}$ в $K^+ p$ -рассеянии. Сечение $K^+ p$ рассеяния также полагалось не зависящим от энергии, а $h_0^f(0)/h_0^P(0) = F$.

ВЫВОДЫ

Приведенный здесь расчет поляризации не претендует на высокую точность, поскольку серьезного фитирования не проводилось. Тем не менее, все использованные параметры были определены из других процессов, и расчет поляризации фактически не содержит неизвестных параметров.

Результаты измерений ^{1,2/} поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при 40 ГэВ позволили выяснить ряд важных вопросов.

1. Нетривиальное поведение $P_0(q^2)$ при $q^2 \approx 0,2$ (ГэВ/с)² является серьезным аргументом в пользу того, что вычит $H_0^p(q^2)$ меняет знак в этой точке. Выяснение этого вопроса из данных о дифференциальных сечениях упругого рассеяния требует измерений в широком интервале энергий с высокой точностью, которая пока не достигнута.

2. Анализ этих данных позволил также фиксировать с высокой точностью параметр наклона амплитуды f_0^p , $\lambda_0^p = 3,2$ (ГэВ/с)⁻².

3. Сравнение данных при 40 ГэВ с результатами измерений при низких энергиях показало, что поляризация в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ падает примерно как $1/\sqrt{s}$, что не соответствует ожидаемому асимптотическому поведению ^{12/}. Причина этого, как показано выше, - большой вклад f -реджеона. Минимум $P_0(q^2)$ при $q_0^2 = 0,2$ (ГэВ/с)² является неасимптотическим эффектом и должен исчезнуть с ростом энергии.

Автор благодарен Л.И.Лapidусу за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arkin V.D. et al. Z.Phys., 1982, C15, p.293.
2. Борисов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-84-311, Дубна, 1984.
3. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1981, т.33, с.1244.
4. Barger V. Proc.Int.Conf.on High Energy Phys. London, 1974.
5. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. Атомиздат, М., 1980.
6. Азимов Я.И. и др. Материалы IX зимней школы ЛИЯФ. Л., 1974, т.2, с.5.
7. Irving A.C. Nucl.Phys., 1977, vol.B121, p.176.
8. Denisov S.P. et al. Nucl.Phys., 1973, vol.B65, p.1; Foley C. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.19, p.330; Carroll A.S. et al. Phys.Lett., 1976, vol.B61, p.303.
9. Кайдалов А.Б. ЯФ, 1969, т.10, с.619.
10. Казаринов Ю.М. и др. ЖЭТФ, 1976, т.70, с.1152.

11. Нурушев С.Б. Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-82-27, Дубна, 1981, с.6.
12. Копелиович Б.З. Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-82-27, Дубна, 1981, с.97.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1984 года.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Копелиович Б.З.

P2-84-698

Чему учат данные о поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Поляризация в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ рассмотрена в рамках стандартной реджевской схемы. Учтена интерференция ρ -полоса с ρ_f - и ρ_P -разрезами. Показано, что описание данных ^{1,2/} возможно лишь в случае, если "кроссовер"-эффект обусловлен изменением знака вычета амплитуды без переворота спина. Данные ^{1,2/} позволяют также фиксировать с высокой точностью параметр наклона этой амплитуды.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод М.И.Потапова

Kopeliovich B.Z. et al.

P2-84-698

What Learn We from the Polarization Data in the Reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

The polarization in the reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ is considered in the framework of the standard Regge scheme. The interference of the ρ -pole with ρ_f and ρ_P is taken into account. It is shown that the polarization data ^{1,2/} can be described only in the case when the crossover effect is connected with a change of sign of the non-flip amplitude. The data ^{1,2/} allow one to fix with a high precision the value of nonflip amplitude slope.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984