

УДК 539.12.01

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ СО СПИНОМ НУКЛОНА, В ДИФРАКЦИОННОМ РОЖДЕНИИ $\pi p \rightarrow 3\pi(1^+) p$

В. Л. Коротких, К. К. Крупников

(НИИЯФ)

Процесс дифракционного рождения частиц на нуклоне во многом повторяет черты упругого рассеяния частиц. Сечение такого процесса слабо зависит от энергии налетающей частицы, угловое распределение имеет максимум при нулевом угле рассеяния. В упругом рассеянии пионов на нуклоне вопрос о спиновых эффектах хорошо разработан. Сошлемся на работы [1, 2] и на ссылки по этому вопросу, приведенные в них. Спиновые эффекты все еще проявляются при энергиях 40 ГэВ в поляризационных экспериментах [3] по упругому πN -рассеянию.

При изучении характеристик процесса $\pi p \rightarrow 3\pi(J^P) p$, связанных со спинами частиц, основное внимание уделялось зависимости от спина и четности J^P рожденной 3π -системы [4, 5]. В настоящее время нет данных по измерению поляризации протонов отдачи или экспериментов с поляризованной мишенью в дифракционном рождении частиц. При теоретическом анализе данных по дифракционному рождению частиц на нуклоне [6, 7] и особенно при использовании этих данных в ядерных расчетах [8] зависимостью от спина нуклона пренебрегали.

В настоящей работе мы даем количественную оценку величин, зависящих от спина нуклона, в процессе

$$\pi + p \rightarrow 3\pi(1^+) + p. \quad (1)$$

Для этой цели удобно представить амплитуду процесса (1) в виде, где явным образом выделена зависимость от спина нуклона $S = \sigma/2$:

$$F(J^\lambda) = L(J^\lambda) + i(\sigma K(J^\lambda)). \quad (2)$$

Здесь λ — проекция спина 3π -системы на ось z . Будем работать в системе центра масс реакции (1) с осью z вдоль импульса 3π -системы и осью y вдоль нормали к плоскости реакции.

Воспользуемся параметризацией спиральных амплитуд t -канала, полученной в модели полюсов Редже для процесса (1) в работе [9]. Для этого перейдем [10] от спиральных амплитуд t -канала к спиральным амплитудам s -канала, а затем к спиновым амплитудам [11], в которых проекции спинов всех частиц заданы вдоль одной и той же оси z . С их помощью уже легко найти выражения для $L(J^\lambda)$ и $K(J^\lambda)$. Численные результаты, представленные на рис. 1 и 2, получены нами для области A_1 -резонанса при эффективной массе трех пионов $1,1 \text{ ГэВ}/c^2$ с параметрами из работы [9], соответствующими «когерентному варианту».

Дифференциальное сечение процесса (1) и поляризация нуклонов отдачи в зависимости от квадрата переданного 4-импульса t определяются формулами:

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = G(t) + H(t);$$

$$G = \sum_{\lambda} |L(J^\lambda)|^2; \quad H = \sum_{\lambda} |K(J^\lambda)|^2; \quad (3)$$

$$P_R(t) = \frac{1}{d\sigma/dt} \sum_{\lambda} 2 \text{Im} [(L(J^\lambda))^* K(J^\lambda)]. \quad (4)$$

Из-за факторизуемости «вершин» амплитуд t -канала [9] и соотношений между амплитудами вследствие сохранения четности компоненты $K_x^{(J\lambda)}$ и $K_z^{(J\lambda)}$ равны нулю. Поэтому $K^{(J\lambda)} = nK^{(J\lambda)}$ и $P_R = nP_R$. Значения дифференциальных сечений (3) и поляризации нуклонов отдачи (4) приведены на рис. 1, а, б.

В эксперименте с поляризованной мишенью спиновая матрица плотности 3π -системы в состоянии с полным моментом J есть

$$\rho_{\lambda\lambda'} = L^{\lambda'} L^{\lambda*} + K^{\lambda'} K^{\lambda*} + i(K^{\lambda'} L^{\lambda*} - L^{\lambda'} K^{\lambda*})(P_T n), \quad (5)$$

где P_T — поляризация мишени. Из выражения (5) следует, что наибольший эффект будет при поперечной поляризации мишени по отношению к импульсу налетающего пиона. На рис. 1, в, г представлены элементы спиновой матрицы плотности (5) в двух вариантах: $\rho_{\lambda\lambda'}^{(+)}$ — когда нормаль к плоскости реакции совпадает с направлением поляризации мишени, т. е. $(P_T n) = 1$, и $\rho_{\lambda\lambda'}^{(-)}$ — когда их направления противоположны, т. е. $(P_T n) = -1$.

Из теории полюсов Редже известно, что поляризационные эффек-

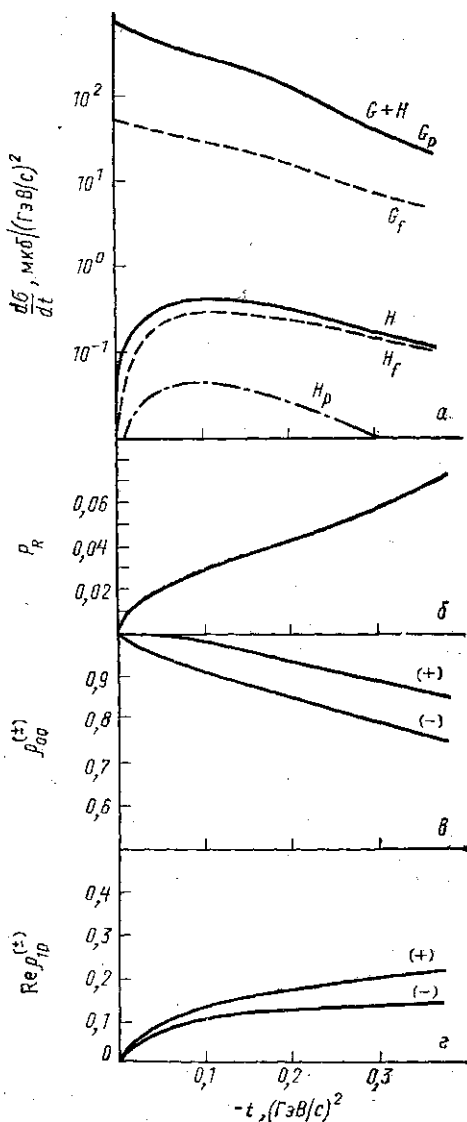


Рис. 1. Дифференциальное сечение процесса $\pi^- \rightarrow 3\pi(1^+)p$ при энергии 40 ГэВ и отдельные его вклады (а); поляризация нуклонов отдачи (б); элементы спиновой матрицы плотности 3π -системы в состоянии 1^+ в эксперименте с поляризованной мишенью (в и г)

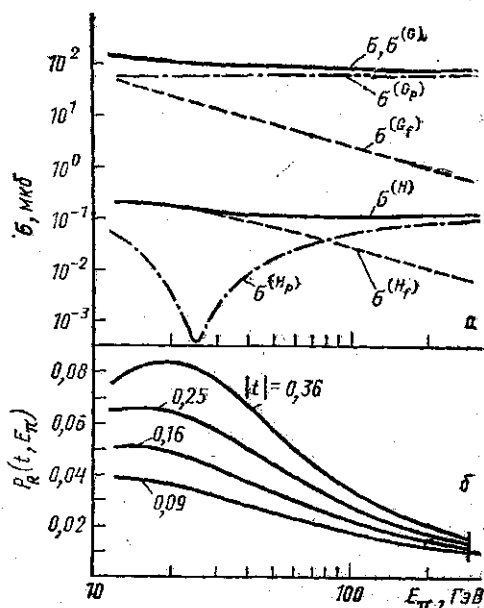


Рис. 2. Зависимость интегрального сечения σ процесса $\pi^- \rightarrow 3\pi(1^+)p$ и отдельных его вкладов от энергии налетающего пиона (а); поляризация нуклонов отдачи (б)

ты связаны с интерференцией вклада от различных полюсов Редже. В соответствии с работой [9] процесс (1) описывается вкладом померона P и f -мезона. Если исключить вклад одного из них, то поляризация (4) станет равна нулю, хотя при этом $L^{(J\lambda)}$ и $K^{(J\lambda)}$ отличны от нуля. Это происходит потому, что разности фаз между $L^{(J\lambda)}$ и $K^{(J\lambda)}$ становится равной нулю. Соотношение вкладов померона и f -мезона в $G(t)$ и $H(t)$ сильно меняется с энергией налетающего пиона. При энергии 40 ГэВ основной вклад в $G(t)$ дает померон и при этом значения $G(t)$ полностью определяют дифференциальное сечение (3) (см. рис. 1, а). Значения $H(t)$ в основном определяются вкладом f -мезона. На рис. 2, а показано изменение с энергией интегрального, проинтегрированного по t сечения $\sigma = \sigma^{(G)} + \sigma^{(H)}$ процесса (1) и отдельных вкладов в него, связанных как с нуклонной спиновой структурой, так и с типом реджиона. Интересно отметить, что значение $\sigma^{(H)}$, определяемое величиной $K^{(J\lambda)}$, с ростом энергии не обращается в нуль. Выше энергии 25 ГэВ вклад померона в $\sigma^{(H)}$ увеличивается, а вклад f -мезона уменьшается. Для иллюстрации зависимости поляризации нуклона отдачи (4) от энергии на рис. 2, б приведено значение поляризации в нескольких точках по t .

Таким образом, поляризация нуклонов отдачи в процессе (1) в области переданных импульсов до $|t| = 0,4$ (ГэВ/с)² достигает значений, равных нескольким процентам, и слабо зависит от энергии в интервале от 10 до 40 ГэВ. В эксперименте с поляризованной мишенью элементы спиновой матрицы плотности 3л-системы в состоянии 1^+ меняются на несколько десятков процентов при изменении направления поляризации поперечно-поляризованной мишени на противоположное по отношению к плоскости реакции. Возможность проведения такого эксперимента подтверждается исследованием процесса $\pi^- p \uparrow \rightarrow \rho^0 n$ с поляризованной мишенью в работе [12], в которой были обнаружены сильные нуклонные поляризационные эффекты при малых переданных импульсах.

Авторы благодарят В. В. Балашова, Н. П. Зотова и Н. И. Старкова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Глаголев В. В., Толстов К. Д. Упругие и неупругие столкновения π -мезонов с нуклонами при высокой энергии (обзор). — Физ. элем. частиц и ат. ядра (ЭЧАЯ), 1972, 3, 1, с. 65—143.
- [2] Еремян Ш. С., Хачатрян Г. Н. Амплитудный анализ πN -рассеяния в представлении прицельного параметра. — Ядерная физика, 1980, 32, 1 (7), с. 275—292.
- [3] Деревщиков А. А. и др. Поляризация в упругом рассеянии π^+ , K^+ -мезонов и протонов на протонах при импульсе 45 ГэВ/с. — Ядерная физика, 1977, 25, 2, с. 369—373.
- [4] Aachen—Berlin—Bonn—CERN—Cracow—Heidelberg—London—Vienna Collaboration. Observation of t -channel helicity conservation in diffractive reaction producing A_1 and Q -mesons. — Phys. Lett., 1971, 34B, p. 160—163.
- [5] Ascoli G. et al. Failure of s -channel helicity conservation in A_1 -production. — Phys. Rev. Lett., 1971, 26, p. 929—932.
- [6] Ascoli G. et al. Partial-wave analysis of the Deck amplitude for $\pi N \rightarrow \pi \pi N^*$. — Phys. Rev., 1973, D8, p. 3894—3919.
- [7] Berger E. L., Donohue J. T. Helicity conservation and meson diffraction dissociation. — Phys. Rev., 1977, D15, N 3, p. 790—806.
- [8] Fäldt G., Osland P. Helicity-flip in particle production on nuclei. — Nucl. Phys., 1977, B126, p. 221—240.
- [9] Morrow R. A. Polarization of A mesons produced in πp -collisions. — Phys. Rev., 1977, D16, N 9, p. 2793—2802.
- [10] Cohen-Tannoudji G. et al. Kinematical singularities, crossing matrix and kinematical constraints for two-body helicity amplitudes. — Ann. Phys., 1968, 46, p. 239—316.
- [11] Чешков А. А., Широков Ю. М. Инвариантная параметризация релятивистской матрицы рассеяния. — ЖЭТФ, 1962, 42, 1, с. 144—151.
- [12] Becker H. et al. Measurement and analysis of the reaction $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ on a polarized target. — Nucl. Phys., 1979, B150, p. 301—325.

Поступила в редакцию
19.12.80