

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 346.48
Г-616

28/vii-77
P2 - 10556

2817/2-77

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов

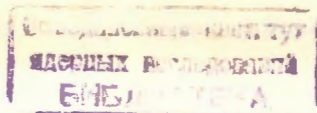
К ВОПРОСУ О ПРОЦЕССЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ
В МЕЗОН-НУКЛОННОМ РАССЕЙЯНИИ
НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

1977

P2 - 10556

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов

К ВОПРОСУ О ПРОЦЕССЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ
В МЕЗОН-НУКЛОННОМ РАССЕЙАНИИ
НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ



К вопросу о процессе перезарядки в мезон-нуклонном рассеянии на большие углы

В работе рассмотрено $\pi^{\pm}p$ -рассеяние и процесс перезарядки $\pi^{-}p \rightarrow \pi^{0}p$ при высоких энергиях и фиксированных углах рассеяния в рамках квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе. На основе предположения о наличии сдвига фаз между изотопическими амплитудами произведен анализ экспериментальных данных. Показано, что сдвиг фаз может быть выбран равным 90° , в результате чего получено хорошее описание данных по $\pi^{\pm}p$ рассеянию и реакции перезарядки. Следствием выбранного сдвига фаз является соотношение между сечениями упругого рассеяния и реакции перезарядки, которое хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

On Charge-Exchange Reaction in Meson-Nucleon Scattering at Large Angles

$\pi^{\pm}p$ -scattering and exchange process at high energies and fixed angles are considered within the Logunov-Tavkhelidze quasipotential approach. The experimental data are analysed following the hypothesis on the presence of the phase shift between isotopic amplitudes. It is shown that the latter may be chosen equal 90° , thus providing a good description of the data on $\pi^{\pm}p$ -scattering and charge exchange reaction. The relation obtained for the corresponding cross-sections is in good agreement with the experiment.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Исследованию бинарных процессов рассеяния на большие углы при высоких энергиях уделяется в последнее время большое внимание. Плодотворным в этом направлении оказался квазипотенциальный метод Логунова-Тавхелидзе в квантовой теории поля.

В настоящем сообщении мы рассмотрим $\pi^{\pm}p$ -рассеяние и процесс перезарядки $\pi^{-}p \rightarrow \pi^{0}p$ на основе квазипотенциального подхода. Здесь нами используется метод, развитый в^{1,2/}, где было показано, что рассеяние на аналитических квазипотенциалах приводит к степенному убыванию дифференциальных сечений. В то же время в рамках этого метода могут быть изучены угловые зависимости дифференциальных сечений.

В отличие от работ^{2/}, где квазипотенциальное уравнение было использовано непосредственно для амплитуд $\pi^{\pm}p$ -рассеяния, в настоящей работе мы применяем его для амплитуд с определенным изотопическим спином в s-канале, разлагая квазипотенциал по проекционным операторам на соответствующие состояния /см., например,^{3/}

$$\hat{V} = \sum_{I=3/2,1/2} \hat{V}^{(I)} \hat{P}^{(I)}$$

Используя ортогональность проекционных операторов $\hat{P}^{(I)}$, убеждаемся, что квазипотенциальное уравнение для амплитуды рассеяния, имеющей определенный изотопический спин в s-канале, совпадает с соответствующим уравнением без учета изоспина^{4/}:

$$\hat{T}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) = \hat{V}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) + \int d^3\vec{q} \hat{V}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{q}) \times \\ \times \frac{\hat{A}(E; \vec{q})}{E^2(\vec{q}) - E^2 - i0} T^{(1)}(E; \vec{q}, \vec{k}), \quad /1/$$

где

$$E(\vec{q}) = \sqrt{m^2 + \vec{q}^2} + \sqrt{\mu^2 + \vec{q}^2},$$

$$\hat{A}(E; \vec{q}) = [\gamma_0 E - (1 + \frac{\sqrt{\mu^2 + \vec{q}^2}}{\sqrt{m^2 + \vec{q}^2}})(\vec{\gamma}\vec{q} - m)] \frac{1}{\sqrt{m^2 + \vec{q}^2}}.$$

Здесь m и μ - массы спинорной и скалярной частиц соответственно; $E = E(\vec{p})$ - полная энергия частиц в системе центра масс; $\hat{V}^{(1)}$ - квазипотенциалы, являющиеся матрицами 4×4 .

Учитывая вклад обменных сил, запишем квазипотенциал в виде /5/

$$\hat{V}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) = \hat{g}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) + \hat{h}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}), \quad /2/$$

где $\hat{g}^{(1)}$ и $\hat{h}^{(1)}$ - прямая и обменная части квазипотенциала, удовлетворяющие следующим представлениям:

$$\hat{g}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) = g(E) \int_0^\infty dx \hat{\rho}^{(1)}(E; x) e^{-x(\vec{p}-\vec{k})^2}, \\ \hat{h}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) = h(E) \int_0^\infty dy \hat{\sigma}^{(1)}(E; y) e^{-y(\vec{p}+\vec{k})^2}. \quad /3/$$

Для плотностей $\hat{\rho}$ и $\hat{\sigma}$ предполагается справедливость следующих слабых пределов:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} s^N \hat{\rho}^{(1)}(s; x = \eta/s) = \hat{\psi}^{(1)}(\eta),$$

$$\lim_{s \rightarrow \infty} s^N \hat{\sigma}^{(1)}(s; y = \zeta/s) = \hat{\phi}^{(1)}(\zeta). \quad /4/$$

Представляя амплитуду рассеяния в виде суммы двух величин:

$$T^{(1)} = \hat{G}^{(1)} + \hat{H}^{(1)},$$

получим следующую систему уравнений:

$$\hat{G}^{(1)} = \hat{g}^{(1)} + \hat{g}^{(1)} \times \hat{G}^{(1)} + \hat{h}^{(1)} \times \hat{H}^{(1)},$$

$$\hat{H}^{(1)} = \hat{h}^{(1)} + \hat{h}^{(1)} \times \hat{G}^{(1)} + \hat{g}^{(1)} \times \hat{H}^{(1)},$$

Решение этой системы имеет вид /2/

$$\hat{T}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k}) = e^{i\hat{\chi}^{(0)}\hat{B}(\vec{p})} [\hat{g}^{(1)}(E; \vec{p}-\vec{k}) + \hat{h}^{(1)}(E; \vec{p}, \vec{k})] e^{i\hat{B}(\vec{k})\hat{\chi}^{(0)}}, \quad /5/$$

где

$$\hat{B}(\vec{p}) = \hat{A}(E; \vec{p}) \frac{g(E)}{16|\vec{p}|},$$

$$\hat{\chi}^{(0)} = \left(\int_{\vec{\rho}=0}^{\vec{r}} dz \frac{\hat{g}(E; \vec{r})}{g(E)} \right) \Big|_{\vec{\rho}=0},$$

причем $\hat{g}(E, \vec{r})$ - фурье-образ квазипотенциала. Отметим, что в этих выражениях учтены только главные члены эйкональной фазы при нулевом прицельном расстоянии $\hat{\chi}^{(0)}$, которые не зависят от изотопического спина.

Мы считаем, что при высоких энергиях и больших углах рассеяния взаимодействие удовлетворяет условию γ_5 -инвариантности /6/. Простейшим примером такого квазипотенциала являются

$$\hat{\rho} = \gamma_0 \rho, \quad \hat{\sigma} = \gamma_0 \sigma$$

или

$$\hat{g} = \gamma_0 g, \quad \hat{h} = \gamma_0 h. \quad /6/$$

Используя /5/ и /6/, легко получить, что сечение рассеяния связано с амплитудой следующим соотношением:

$$\frac{d\sigma}{dt} (ab \rightarrow cd) = |e^{2i\chi^{(0)}}|^2 (1+z) \left| \frac{T(ab \rightarrow cd)}{\sqrt{s}} \right|^2, \quad /7/$$

где

$$T(ab \rightarrow cd) = g(ab \rightarrow cd) + h(ab \rightarrow cd).$$

Амплитуды $T(ab \rightarrow cd)$ известным образом выражаются через изотопические амплитуды. Предположим, что между амплитудами $T^{(3/2)}$ и $T^{(1/2)}$ есть некоторый сдвиг фаз δ . Тогда с точностью до несущественной общей фазы имеем:

$$T(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = |T^{(3/2)}|,$$

$$T(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) = \frac{1}{3} |T^{(3/2)}| + \frac{2}{3} |T^{(1/2)}| e^{i\delta},$$

$$T(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \frac{\sqrt{2}}{3} (|T^{(3/2)}| - |T^{(1/2)}| e^{i\delta}).$$

Таблица

I	A	m	B	k	δ	χ^2	χ^2/χ^2
3/2	146,1 $\pm 4,3$	2	117,3 $\pm 7,2$	2	$\frac{\pi}{2}$	90,2	1,25
1/2	542,2 $\pm 19,4$	1	9,3 $\pm 1,4$	4			

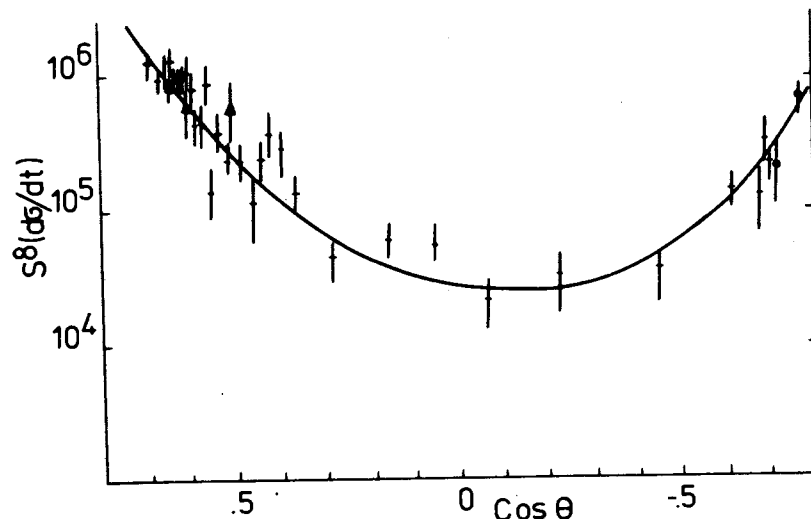


Рис. 1. Величина $s^8 \frac{d\sigma}{dt}$ для $\pi^- p$ -рассеяния при энергиях \blacktriangle - 7,88 ГэВ/с, \blacksquare - 8,0 ГэВ/с, \blacklozenge - 9,71 ГэВ/с, \blackdagger - 9,84 ГэВ/с, \blacktriangledown - выше 12 ГэВ/с. /7/.

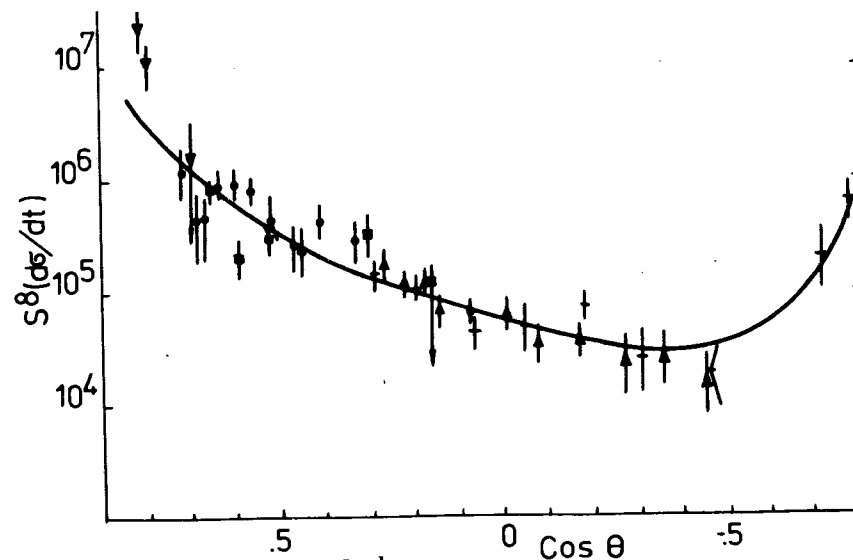


Рис. 2. Величина $s^8 \frac{d\sigma}{dt}$ для $\pi^+ p$ -рассеяния при энергиях \blacktriangle - 8,0 ГэВ/с, \blacklozenge - 9,85 ГэВ/с, \blackdagger - 10,0 ГэВ/с /7,8/.

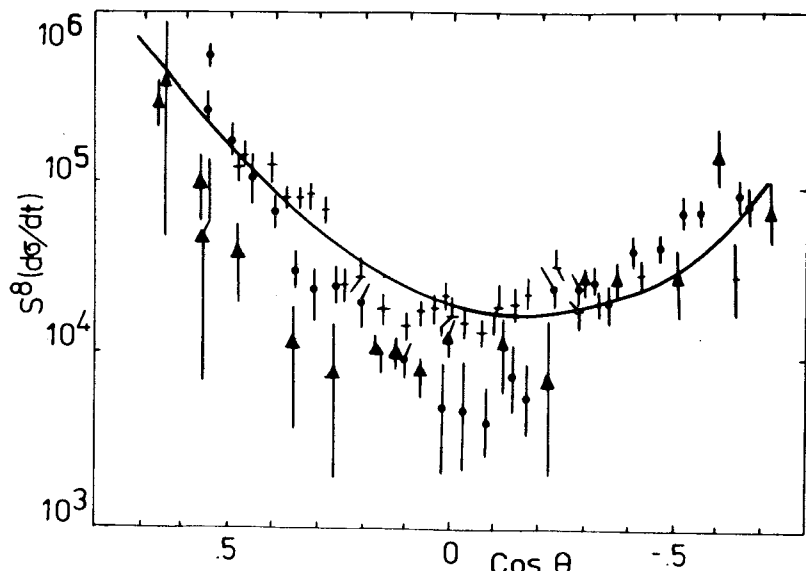


Рис. 3. Сравнение угловой зависимости для реакции перезарядки с экспериментальными данными⁹.

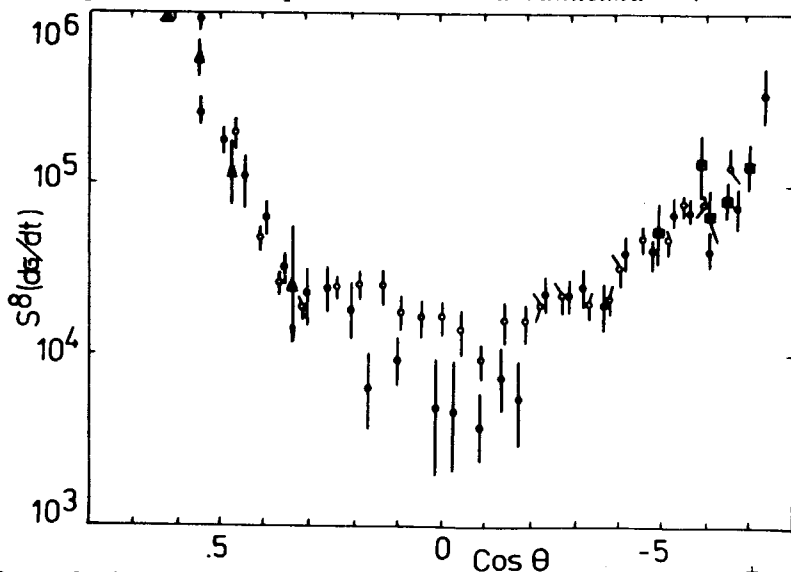


Рис. 4. Сравнение соотношения между сечениями $\pi^\pm p$ -рассеяния и процесса перезарядки; ϕ - найдено из /9/ при $p_L = 5$ ГэВ/с, \bullet - данные по реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при $p_L = 4,83$ ГэВ/с/10/.

В случае, когда функции ψ и ϕ имеют простой ноль при $\eta, \zeta \sim 0$,

$$\psi^{(I)}(\eta) \sim \eta^{m_I - 1}, \quad \phi^{(I)}(\zeta) \sim \eta^{k_I - 1}.$$

Имеем:

$$\frac{T^{(I)}}{\sqrt{s}} = \frac{1}{s^4} \left[\frac{A^{(I)}}{(1-z)^{m_I}} + \frac{B^{(I)}}{(1+z)^{k_I}} \right].$$

Исследование $\pi^\pm p$ -рассеяния и процесса перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при углах $\theta \sim 90^\circ$ в системе центра масс показало, что относительная фаза $\delta \sim \pi/2$. Результаты обработки, проведенной для $\pi^\pm p$ -рассеяния при энергиях $p_L > 7$ ГэВ/с, приведены в таблице и на рис. 1, 2 и показывают хорошее согласие с экспериментом. На рис. 3 показана полученная нами угловая зависимость дифференциального сечения $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. Легко видеть, что полученная угловая зависимость правильно передает основные свойства процесса перезарядки.

Подчеркнем, что следствием выбранного нами сдвига фаз между изотопическими амплитудами $\delta = 90^\circ$ является следующее соотношение между сечениями упругого рассеяния и процесса перезарядки:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \frac{1}{6} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p) + \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p),$$

которое хорошо согласуется с экспериментальными данными /см. рис. 4/.

В заключение авторы благодарят А.Н.Тавхелидзе, В.А.Матвеева, М.А.Смондырева за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ТМФ, 1975, 24, с.24; Голоско-

- ков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ОИЯИ, P2-8337, Дубна, 1974, P2-9088, Дубна, 1975.
2. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ОИЯИ, P2-9897, Дубна, 1976;
Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Matveev V.A., Smondyrev M.A. In: Proc. XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, v.1, p. A5-19, Tbilisi, 1976;
JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
 3. Dzhgarkava M.I. e.a. Nucl.Phys., 1973, B67, p.232.
 4. Гарсеванишвили В.Р., Голоскоков С.В., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ТМФ, 1972, 12, с.384.
 5. Гарсеванишвили В.Р., Голоскоков С.В., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ЯФ, 1969, 10, с.627;
Архипов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е. ЯФ, 1971, 14, с.1066.
 6. Логунов А.А., Мещеряков В.А., Тавхелидзе А.Н. ДАН СССР, 1962, 142, с.17.
 7. Bracci E. e.a. Complication of Differential Cross Section π -Induced Reaction. CERN Preprint, CERN-HERA 75-2, 1975.
 8. Baglin C. e.a. Nucl.Phys., 1975, B98, p.365.
 9. Barger V. Rapporteur's Talk at the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.
 10. Brockett W.S. e.a. Phys. Rev.Lett., 1971, 26, p.527.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1977 года.