СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9897

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев,
М.А.Смондырев

УЧЕТ ОБМЕННЫХ СИЛ В МЕЗОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

1976

P2 - 9897

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев,
М.А.Смондырев

УЧЕТ ОБМЕННЫХ СИЛ В МЕЗОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Теоретический анализ экспериментов по изучению рассеяния частиц высоких энергий на большие углы указывает на возможность существования степенных автомодельных асимптотик дифференциальных сечений бинарных реакций [1,2]. Рассмотрению этого вопроса были посвящены работы, основанные на предположении о составной природе частиц [3,4]. Так, в работе [4] на основе динамической интерпретации кварковых диаграмм был получен явный вид угловой зависимости дифференциальных сечений рассеяния на большие углы для частиц со спинами. Другой подход к исследованию этой проблемы был развит на основе квазипотенциального метода в теории поля [5–7]. В этих работах был рассмотрен широкий класс аналитических квазипотенциалов, приводящих в случае высокоэнергетического рассеяния на большие углы к асимптотическому поведению вида

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^N} f\left(\frac{t}{s}\right),$$

где t/s фиксировано.

В частности, работа [6] была посвящена изучению степенных автомодельных асимптотик мезон-нуклонного рассеяния на большие углы в прямом канале. Однако учет обменного вклада может привести к появлению в выражении для дифференциального сечения дополнительных членов, имеющих особенность при рассеянии назад.

В настоящей работе мы рассмотрим на основе квазипотенциального подхода рассеяние на большие углы частиц со спинами 0 и 1/2 с учетом обменных сил. Квазипотенциальное уравнение в этом случае имеет вид:

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

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

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

/m и μ - массы спинорной и скалярной частиц, соответственно, $E = E(\vec{p})$ - полная энергия частиц в системе центра масс, $\hat{V}$ - квазипотенциал, являющийся матрицей 4 x 4/.

Учитывая вклад обменных сил, запишем квазипотенциал в виде

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

Квазипотенциалы $\hat{g}$ и $\hat{h}$ будем называть прямой и обменной частями квазипотенциала $\hat{V}$, предполагая для них справедливость следующего представления:

$$\hat{g}(E;\vec{p},\vec{k}) = g(E)\int_0^\infty dx\,\hat{\rho}(E;x)\,e^{-x(\vec{p}-\vec{k})^2},$$

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

При этом будем считать, что плотности $\hat{\rho}$ и $\hat{\sigma}$ удовлетворяют слабому пределу

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

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

Представим амплитуду рассеяния $\hat{T}$ в виде суммы двух величин

$$\hat{T} = \hat{G} + \hat{H}. \qquad /5/$$

Подставляя /5/ и /2/ в /1/, получаем следующую систему квазипотенциальных уравнений:

$$\hat{G} = \hat{g} + \hat{g}\times\hat{G} + \hat{h}\times\hat{H}, \qquad /6/$$

$$\hat{H} = \hat{h} + \hat{h}\times\hat{G} + \hat{g}\times\hat{H}. \qquad /7/$$

Для мезон-нуклонного рассеяния пик при рассеянии назад подавлен, т.е.

$$\left|\frac{\hat{h}(E;\Delta_u \sim 0)}{\hat{g}(E;\Delta_t \sim 0)}\right| \to 0 \quad \text{при} \quad E \to \infty.$$

Поэтому в случае, когда квазипотенциалы $\hat{g}$ и $\hat{h}$ удовлетворяют условиям /3/ и /4/, в уравнении /6/ можно пренебречь последним членом. При этом система уравнений /6/ и /7/ расцепляется. Заметим, что вклад $\hat{g}$ был рассмотрен в работе [6], так что здесь мы изучим только вклад обменной части квазипотенциала $\hat{h}$.

Решая уравнение /7/ итерациями, представим H в виде

$$\hat{H} = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{k=1}^{n+1}\hat{H}_{n,k},$$

$$\hat{H}_{n,k} = \underbrace{\hat{g}\times\hat{g}\times\ldots\times\hat{g}}_{k-1}\times\hat{h}\times\underbrace{\hat{g}\times\hat{g}\times\ldots\times\hat{g}}_{n-k+1} =$$

$$= \int\frac{d\vec{q}_1\ldots d\vec{q}_n}{\prod_{i=1}^{n}[E^2(\vec{q}_i) - E^2 - i0]}\,\hat{g}(E;\vec{p}-\vec{q}_1)\hat{A}(E;\vec{q}_1)\ldots\hat{g}(E;\vec{q}_{k-2}-\vec{q}_{k-1})\cdot$$

$$\cdot\hat{A}(E;\vec{q}_{k-1})\cdot \qquad /8/$$

$$\cdot\hat{h}(E;\vec{q}_{k-1}+\vec{q}_k)\hat{A}(E;\vec{q}_k)\hat{g}(E;\vec{q}_k-\vec{q}_{k+1})\ldots\hat{A}(E;\vec{q}_n)\hat{g}(E;\vec{q}_n-\vec{k}).$$

Учитывая /3/ и производя замену переменных

$$\vec{q}_i = \vec{\Delta}_i + \vec{\lambda}_i,$$

$$\vec{\lambda}_i = \begin{cases} \vec{\ell} + \vec{r}\,\Big(1 - 2\,\dfrac{\sum\limits_{m=1}^{i} 1/x_m}{\sum\limits_{\substack{m=1\\(m\neq k)}}^{n+1} 1/x_m + 1/y_k}\Big), & (1 \le i \le k-1) \\[2ex] -\vec{\ell} + \vec{r}\,\Big(1 - 2\,\dfrac{\sum\limits_{m=i+1}^{n+1} 1/x_m}{\sum\limits_{\substack{m=1\\(m\neq k)}}^{n+1} 1/x_m + 1/y_k}\Big), & (k \le i \le n), \end{cases}$$

где $\vec{\ell} = \dfrac{\vec{p} - \vec{k}}{2}$, $\vec{r} = \dfrac{\vec{p} + \vec{k}}{2}$,

преобразуем амплитуду H к виду

$$\hat{H}_{n,k} = \int dx_1 \dots dy_k \dots dx_{n+1} \exp\Big\{ \frac{-(\vec{p} + \vec{k})^2}{\sum\limits_{\substack{m=1\\(m\neq k)}}^{n+1} 1/x_m + 1/y_k} \Big\} \cdot$$

$$\cdot \hat{\mathcal{J}}_{n,k}\,(x_1, \dots y_k, \dots x_{n+1}).$$

Здесь

$$\hat{\mathcal{J}}_{n,k}\,(x_1, \dots y_k, \dots x_{n+1}) = (g(E))^n h(E) \int \frac{d\vec{\Delta}_1 \dots d\vec{\Delta}_n \exp\{-C_{ij} \vec{\Delta}_i \vec{\Delta}_j\}}{\prod\limits_{i=1}^{n} [E^2(\vec{\Delta}_i + \vec{\lambda}_i) - E^2 - i0]} \cdot$$

$$\cdot \hat{\rho}(E; x_1) \hat{A}(E; \vec{\Delta}_1 + \vec{\lambda}_1) \dots \hat{A}(E; \vec{\Delta}_{k-1} + \vec{\lambda}_{k-1}) \hat{\sigma}(E; y_k) \cdot$$

$$\cdot \hat{A}(E; \vec{\Delta}_k + \vec{\lambda}_k) \dots \hat{A}(E; \vec{\Delta}_n + \vec{\lambda}_n) \hat{\rho}(E; x_{n+1});$$

$$C_{ij} \vec{\Delta}_i \vec{\Delta}_j = \sum_{\substack{m=1\\(m\neq k)}}^{n+1} (\vec{\Delta}_m - \vec{\Delta}_{m-1})^2 x_m + (\vec{\Delta}_k + \vec{\Delta}_{k-1})^2 y_k,$$

$$\vec{\Delta}_0 = \vec{\Delta}_{n+1} = 0.$$

Используя метод, развитый в работах /5,6/, можно показать, что основной вклад в асимптотику $\hat{H}_{n,k}$ при больших $|u = -(\vec{p} + \vec{k})^2| \sim s$ дает область $y \sim 0$. Тогда

$$\hat{H}^{y\sim 0}_{n,k} = e^{i\hat{\chi}(0)\hat{B}(\vec{p})}\, \hat{h}(E; \vec{p} + \vec{k})\, e^{i\hat{B}(\vec{k})\hat{\chi}(0)},$$

где

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

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

причем $\hat{g}(E; \vec{r})$ - фурье-образ квазипотенциала.

Заметим, что вклад в асимптотику $\hat{H}_{n,k}$ дает также область $x_m \sim 0$, однако в этом случае

$$\hat{H}^{x\sim 0}_{n,k} \sim \hat{H}^{y\sim 0}_{n,k} \Big(\frac{\int dz\, \hat{h}(E, \vec{r})}{\int dz\, \hat{g}(E, \vec{r})} \Big)\Big|_{\vec{\rho} = 0} \ll \hat{H}^{y=0}_{n,k},$$

что связано с подавлением пика при рассеянии назад.

Таким образом, учитывая результаты работы /6/, для полной амплитуды мезон-нуклонного рассеяния на большие углы получаем выражение

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

В случае γ_5-инвариантного взаимодействия /8/ представим плотности $\hat{\rho}$ и $\hat{\sigma}$ в виде

$$\hat{\rho}(E; x) = \gamma_0 \rho(E; x); \quad \hat{\sigma}(E; x) = \gamma_0 \sigma(E; x).$$

Тогда для дифференциального сечения рассеяния получаем:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s} | e^{2i\chi(0)} |^2 (1+z) | g(E;\vec{p}-\vec{k}) + h(E;\vec{p}+\vec{k})|^2,$$

где z-косинус угла рассеяния в системе центра масс. Предполагая, что

$$\psi(\eta) = \mathrm{const}\, \eta^{m-1}, \quad \phi(\eta) = \mathrm{const}\, \eta^{k-1},$$

имеем:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^{2N+2}} | e^{2i\chi(0)} |^2 (1+z) \left[\frac{A}{(1-z)^m} + \frac{B}{(1+z)^k} \right]^2.$$

Отсюда следует, что у дифференциального сечения мезон-нуклонного рассеяния на большие углы наблюдается пик как при $\theta \sim 0$,так и при $\theta \sim 180$.

Используем теперь полученные формулы для описания имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по $\pi^{\pm}p$ -рассеянию на большие углы при энергиях $p_L > 7$ *ГэВ/с*. Результаты обработки, приведенные в *таблице* и на *рис. 1* и *2*, показывают хорошее согласие теоретических кривых с экспериментом.

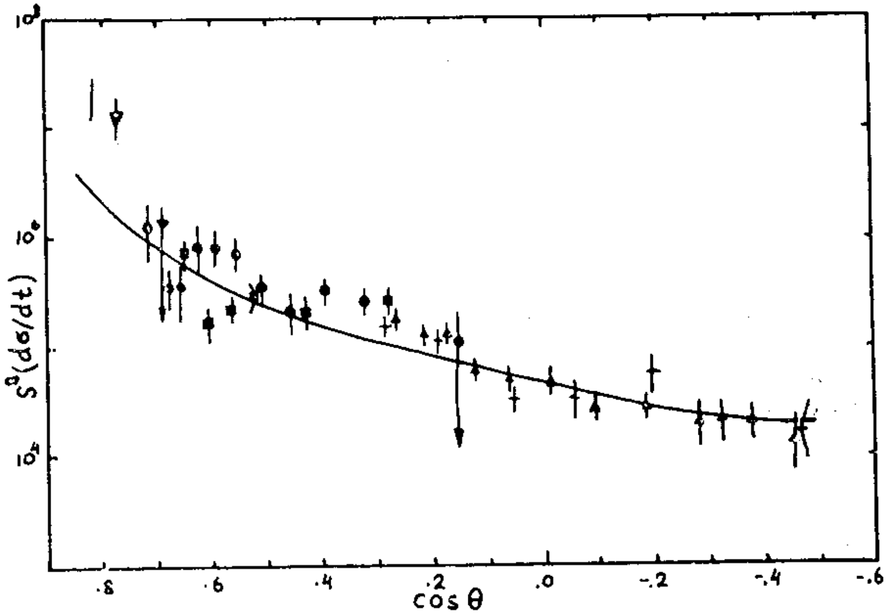

Рис. 1. Величина $s^8 \frac{d\sigma}{dt}$ *для реакции* $\pi^- p \to \pi^- p$ *при энергиях:* ▲ *- 7,88 ГэВ/с,* ■ *- 8,0 ГэВ/с,* ● *- 9,71 ГэВ/с,* + *9,84 ГэВ/с,* ▼ *- 12,0 ГэВ/с.*

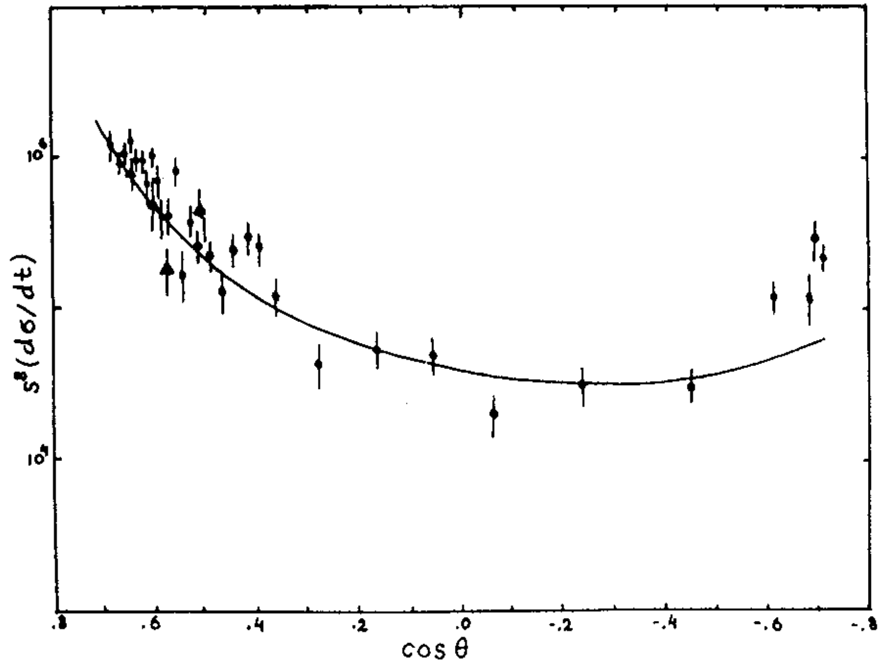

Рис. 2. Величина $s^8 \frac{d\sigma}{dt}$ *для реакции* $\pi^+ p \to \pi^+ p$ *при энергиях:* ▲ *- 8,0 ГэВ/с,* ● *- 10,0 ГэВ/с.*

Таблица

Реакция	A	m	B	k	Число экс. точек	$\chi^2/\bar{\chi}^2$
$\pi^- p$	353,1±11,6	1	67,7±0,72	4	40	1,3
$\pi^+ p$	141,9±4,5	2	117,3±7,8	2	35	1,5

В заключение авторы, пользуясь случаем, выражают глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за внимание к работе и ценные замечания, а также благодарят Р.М.Мурадяна, В.К.Митрюшкина, А.Н.Сисакяна, Л.А.Слепченко, В.Г.Теплякова за полезные обсуждения.

Литература

1. G.Giacomelli. Rapporteur 's Talk at the XVI Int. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972.
2. D.Cline et al. Nucl.Phys., 55B, 157, 1973.
3. J.F.Gunion, S.J.Brodsky, R.Blankenbecler. Phys. Rev., D8, 287, 1973.
4. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. JINR, E2-8048, Dubna, 1974.
5. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ТМФ, 24, 24, 1975.
6. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ОИЯИ, Р2-8337, Дубна, 1974.
7. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. Р2-9088, Дубна, 1975.
8. А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе. ДАН СССР, 142, 317, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1976 года.