СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 8337

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

ИЗУЧЕНИЕ СТЕПЕННЫХ АВТОМОДЕЛЬНЫХ АСИМПТОТИК МЕЗОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8337

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

ИЗУЧЕНИЕ СТЕПЕННЫХ АВТОМОДЕЛЬНЫХ АСИМПТОТИК МЕЗОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Результаты недавних экспериментов по изучению рассеяния частиц высоких энергий на большие углы указывают на возможность существования степенных автомодельных асимптотик дифференциальных сечений двухчастичного рассеяния [1]

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^N} f\left(\frac{t}{s}\right), \qquad \frac{t}{s} \text{ - фиксировано.} \qquad /1/$$

Объяснение этому явлению было дано в работе [2] на основе принципа автомодельности и соображений о составной природе частиц. В работе [3] на основе динамической интерпретации кварковых диаграмм для амплитуд двухчастичного рассеяния, приводящей к обобщению известных правил так называемого "кваркового счета", удалось получить явный вид угловой зависимости дифференциальных сечений рассеяния на большие углы для частиц с различными спинами. На основе результатов этих исследований в работе [4] был поставлен вопрос о структуре локального двухчастичного квазипотенциала, приводящего в случае высокоэнергетического рассеяния на большие углы к асимптотическому поведению типа /1/. В ней был рассмотрен широкий класс аналитических квазипотенциалов, заданных интегральным представлением вида

$$V(s,t) = \int_0^\infty dx\, \rho(s,x)\, e^{xt} . \qquad /2/$$

При условии существования следующего слабого предела для функции

$$\lim_{s\to\infty} s^N \rho\left(s, x = \frac{\eta}{s}\right) = \psi(\eta), \qquad /3/$$

определяющего характер взаимодействия частиц на малых расстояниях, для квазипотенциалов заданного класса было получено степенное убывание дифференциальных сечений рассеяния бесспиновых частиц типа /1/.

В настоящей работе мы обобщим метод исследования высокоэнергетического рассеяния на большие углы на аналитических квазипотенциалах [/4/] для частиц со спинами O и 1/2. При этом мы будем существенно использовать требование γ_5 -инвариантности во взаимодействиях частиц при высоких энергиях и больших передачах импульса [/5/], которое приводит к следующему условию для квазипотенциала

$$\{V(s,\vec{\Delta}^2),\gamma_5\}=0; \quad s,-t=\vec{\Delta}^2\gg m^2. \qquad /4/$$

Для простоты мы также не будем учитывать здесь вклада обменных сил [/6/].

Квазипотенциальное уравнение для частиц со спинами O и 1/2 и, соответственно, массами μ и m, имеет вид [/7/]

$$T(\vec{p},\vec{k})=V(E;\vec{p},\vec{k})+\int\frac{d\vec{q}}{\omega(\vec{q})}V(E;\vec{p},\vec{q})\frac{\hat{A}(\vec{q})}{E^2-[\omega(\vec{q})+W(\vec{q})]^2+i\epsilon}T(\vec{q},\vec{k}), \qquad /5/$$

где
$$\hat{A}=E\gamma_0-[1+\frac{\omega(\vec{q})}{W(\vec{q})}](\vec{\gamma}\vec{q}-m),$$

$$\omega(\vec{q})=\sqrt{\mu^2+\vec{q}^{\,2}}, \qquad /6/$$

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

а E - полная энергия в системе центра масс.

Ниже мы рассмотрим простейший пример γ_5 -инвариантного квазипотенциала

$$V(E,\vec{\Delta}^2)=\gamma_0\tilde{V}(s,\vec{\Delta}^2), \qquad /7/$$

где величина $\tilde{V}$ задается представлением /2/ с функцией ρ, удовлетворяющей условию /3/.

Решая уравнение /5/ итерациями, получим

$$T=\sum_{n=0}^{\infty}T_{n+1}, \qquad T_1=V(E;\vec{p},\vec{k}),\ldots,$$

$$T_{n+1}=\int d\vec{q}_1\ldots d\vec{q}_n V(E;\vec{p},\vec{q}_1)\hat{A}(\vec{q}_1)V(E;\vec{q}_1,\vec{q}_2)\cdot \qquad /8/$$

$$\cdot\hat{A}(\vec{q}_2)\ldots V(E;\vec{q}_{n-1},\vec{q}_n)\hat{A}(\vec{q}_n)V(E;\vec{q}_n,\vec{k})\frac{1}{\prod_{i=1}^{n}\omega(\vec{q}_i)\{E^2-[\omega(\vec{q}_i)+W(\vec{q}_i)]^2+i\epsilon\}}$$

После замены

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

$$\vec{\lambda}_i=\frac{\vec{p}+\vec{k}}{2}+\Big(1-2\frac{\sum_{\ell=1}^{i}\frac{1}{x_\ell}}{\sum_{\ell=1}^{n+1}\frac{1}{x_\ell}}\Big)\frac{\vec{p}-\vec{k}}{2}, \quad i=1,2,\ldots,n \qquad /9/$$

приходим к выражению

$$T_{n+1}=\int\ldots\int\prod_{i=1}^{n+1}dx_i\,\rho(x_i)\exp\Big(\frac{t}{\sum_{i=1}^{n+1}\frac{1}{x_i}}\Big)\hat{J}_n(x_1,x_2,\ldots,x_{n+1}), \qquad /10/$$

где *

$$\hat{J}_n(x_1,x_2,\ldots,x_{n+1})=\int\ldots\int\frac{d\vec{\Delta}_1\ldots d\vec{\Delta}_n\exp(-C_{ij}\vec{\Delta}_i\vec{\Delta}_j)}{\prod_{i=1}^{n}\omega(\vec{\Delta}_i+\vec{\lambda}_i)}\times$$

$$\times\frac{\gamma_0\hat{A}(\vec{\Delta}_1+\vec{\lambda}_1)\gamma_0\ldots\gamma_0\hat{A}(\vec{\Delta}_n+\vec{\lambda}_n)\gamma_0}{\{E^2-[\omega(\vec{\Delta}_i+\vec{\lambda}_i)+W(\vec{\Delta}_i+\vec{\lambda}_i)]^2+i\epsilon\}}. \qquad /11/$$

---

* Явный вид матрицы C_{ij} приведен в работе [/4/].

Как было показано в работе [4], основной вклад в интеграл /10/ дает область, в которой интегрирование по одному из параметров x_i, например x_ℓ, проводится вблизи 0, а по остальным ведется от ϵ до ∞, где ϵ - произвольное малое положительное число. В результате для T_{n+1} получаем

$$T_{n+1} = \tilde{V}(s,\vec{\Delta}^2)\sum_{\ell=1}^{n+1}\frac{(\gamma_0 \hat{n}_{\vec{p}})^{\ell-1}(\gamma_0 \hat{n}_{\vec{k}})^{n-\ell+1}\gamma_0}{(\ell-1)!\,(n-\ell+1)!}\left[\frac{\chi(0)}{4}\right]^n, \qquad /12/$$

где
$$\chi(0) = \frac{\pi^{3/2}}{2pi}\int_{-\infty}^{\infty}dz\int_0^{\infty}\frac{dx}{x^{3/2}}\rho(x)\exp\left(-\frac{z^2}{4x}\right) = \qquad /13/$$

$$= \frac{1}{2pi}\int_{-\infty}^{\infty}dz\,\tilde{V}(z,\rho=0)$$

- значение эйкональной фазы $\chi(\rho)$ при $\rho = 0$,

$$\hat{n}_{\vec{p},\vec{k}} = \gamma_0 - \vec{\gamma}\,\vec{n}_{\vec{p},\vec{k}}\,, \qquad /14/$$

а $\vec{n}_{\vec{p},\vec{k}}$ - единичный вектор, направленный вдоль импульсов $\vec{p}$ или $\vec{k}$.

Суммируя по n, получим для полной амплитуды рассеяния

$$T(\vec{p},\vec{k}) = \sum_{n=0}^{\infty}T_{n+1} = \tilde{V}(s,\vec{\Delta}^2)[1+(\gamma_0\hat{n}_{\vec{p}}+\gamma_0\hat{n}_{\vec{k}})F+ \qquad /15/$$
$$+\gamma_0\hat{n}_{\vec{p}}\gamma_0\hat{n}_{\vec{k}}F^2]\gamma_0,$$

где
$$F = \frac{e^{\frac{\chi(0)}{2}}-1}{2}. \qquad /16/$$

Переходя к дифференциальному сечению рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s}\sum_{\text{спин}} <\psi(\vec{p})|\,T\,|\,\psi(\vec{k})><\psi(\vec{k})\,|\,T^+|\,\psi(\vec{p})> \sim \qquad /17/$$

$$\sim \frac{1}{s}\,\mathrm{Sp}(\hat{n}_{\vec{p}}T\,\hat{n}_{\vec{k}}\,T^+),$$

находим

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s}\,|\,\tilde{V}(s,\vec{\Delta}^2)|^2(1+z)e^{2\chi(0)}, \qquad /18/$$

где z - косинус угла рассеяния.

Для выбранного нами класса аналитических квазипотенциалов, обладающих свойством /3/, имеем

$$\tilde{V}(s,\vec{\Delta}^2)\underset{\substack{s,\vec{\Delta}^2\sim\infty \\ \frac{\vec{\Delta}^2}{s}\text{ - фикс.}}}{\sim}\int_0^{\infty}dx\,\rho(s,x)e^{-x\vec{\Delta}^2} \simeq \frac{1}{s^{N+1}}\int_0^{\infty}d\eta\,\psi(\eta)e^{-\frac{t}{s}\eta} = \qquad /19/$$
$$= \frac{1}{s^{N+1}}\,f\left(\frac{t}{s}\right),$$

откуда для дифференциального сечения мезон-нуклонного рассеяния на большие углы при высоких энергиях получим

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{e^{2\chi(0)}}{s^{2N+2}}(1+z)\,|\,f\left(\frac{t}{s}\right)|^2. \qquad /20/$$

Подчеркнем, что множитель $e^{2\chi(0)}$, описывающий прозрачность частиц на малых прицельных расстояниях, приводит к корреляциям между асимптотическим поведением на большие и малые углы рассеяния [4].

Имея в виду, что зависимость дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния определяется функцией $\psi(\eta)$, рассмотрим простой пример. Пусть

$$\psi(\eta) = \mathrm{const}\cdot\eta^m. \qquad /21/$$

Тогда для дифференциального сечения рассеяния на большие углы имеем

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^{2N+2}} e^{2\chi(0)} \quad \frac{1+z}{(1-z)^{m+1}}, \qquad /22/$$

откуда следует, что полученное $\frac{d\sigma}{dt}$ имеет пик при рассеянии на малые углы $\theta \sim 0$ $(z \sim 1)$. Заметим при этом, что учет обменных сил может привести к появлению в выражении для дифференциального сечения дополнительного члена типа $\frac{1}{(1+z)^m}$, имеющего особенность при рассеянии назад $(z=-1)$. Представляет интерес интерпретация различных структур в выражении для квазипотенциальной амплитуды рассеяния на большие углы в терминах обобщенных кварковых диаграмм.

Таким образом, выбранный нами класс γ_5 -инвариантных квазипотенциалов приводит к степенной автомодельной асимптотике для дифференциального сечения упругого мезон-нуклонного рассеяния на большие углы. Появление множителя $(1+z)$ в выражении для дифференциального сечения /22/ является прямым следствием γ_5 -инвариантности взаимодействия частиц при высоких энергиях и больших передачах импульса.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и ценные замечания, а также М.А.Мествиришвили, Р.М.Мурадяну, А.Н.Сисакяну, Р.Н.Фаустову и Д.В.Ширкову за полезные обсуждения.

Литература

1. *G.Giacomelli. Rapporteur's Talk at the XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, 1972.*
   D.Cline et al. Nucl.Phys., 55B, 157, 1973.
2. *V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim., 7, 719, 1973.*

3. *V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. JINR, E2-8048, Dubna, 1974.*
4. *С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ОИЯИ Р2-8211, Дубна, 1974.*
5. *А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе. ДАН СССР, 142, 317, 1962.*
6. *В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ЯФ, 10, 627, 1969.*
   А.А.Архипов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин. ЯФ, 14, 1066, 1971.
7. *В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ТМФ, 12, 384, 1972.*

Рукопись поступила в издательский отдел
23 октября 1974 года.