ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9088

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

СТЕПЕННЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ АСИМПТОТИКИ В НУКЛОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

1975

P2 - 9088

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

СТЕПЕННЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ АСИМПТОТИКИ В НУКЛОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Направлено в ЯФ

Исследование степенных автомодельных асимптотик нуклон-нуклонного рассеяния на большие углы представляет в настоящее время одну из интересных задач физики высоких энергий. Явление степенного убывания дифференциальных сечений в области больших углов рассеяния, обнаруженное в недавних экспериментах [1], было объяснено на основе принципа автомодельности в рамках составных моделей элементарных частиц с использованием динамической интерпретации кварковых диаграмм [2,3].

Изучению этого вопроса в рамках квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе были посвящены работы [4,5]. В них было показано, что феноменологические квазипотенциалы, заданные интегральным представлением вида

$$\hat{V}(s,t) = \int_0^{\infty} dx\, \hat{\rho}(s,x)\, e^{xt}, \qquad /1/$$

где $\hat{V}(s,t)$ - некоторая матрица, в случае существования слабого предела для функции

$$\lim_{s\to\infty} s^N \hat{\rho}\left(s, x=\frac{\eta}{s}\right) = \hat{\upsilon}(\eta) \qquad /2/$$

приводят к степенным автомодельным асимптотикам:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{s^M} f\left(\frac{t}{s}\right), \quad \frac{t}{s} - \text{фиксировано}. \qquad /3/$$

В настоящей работе мы распространим метод, развитый ранее в [4,5], на случай высокоэнергетического рассеяния на большие углы для двух частиц со спином 1/2.

Для заданного класса квазипотенциалов, определяемых формулами /1/ и /2/, будет получено степенное убывание дифференциальных сечений нуклон-нуклонного рассеяния на большие углы типа /3/ и проведено сравнение результатов с экспериментальными данными. При этом существенным образом используется требование γ_5 инвариантности в области высоких энергий и больших передач импульса /6/.

Отметим, что квазипотенциальные уравнения, описывающие взаимодействие в системе двух частиц со спином 1/2, исследовались в ряде работ /7-10/. В данной работе мы будем использовать уравнение, полученное в работе /10/ и позволяющее без особых изменений применять метод изучения асимптотического поведения амплитуд рассеяния, развитый в /4,5/. Рассматриваемое уравнение имеет вид:

$$\hat T(\vec p,\vec k) = \hat V(E;\vec p,\vec k) - \int d\vec q\, \hat V(E;\vec p,\vec q)\,[E - \hat H_1(\vec q) - \hat H_2(-\vec q)]^{-1}\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\,\hat T(\vec q,\vec k). \qquad /4/$$

где E - полная энергия частиц в системе центра масс, $H_{1,2}(\vec q)$ - операторы энергии первой и второй частиц, соответственно:

$$\hat H_{1,2}(\vec q) = m\gamma_0^{(1,2)} + \gamma_0^{(1,2)}\vec\gamma^{(1,2)}\vec q,$$

а квазипотенциал $\hat V(E;\vec p,\vec q)$ может быть представлен в виде матрицы 16 x 16.

Для удобства дальнейших вычислений квадрируем в /4/ знаменатель. Тогда уравнение примет вид

$$\hat T(\vec p,\vec k) = \hat V(E;\vec p,\vec k) + \int d\vec q\,\hat V(E;\vec p,\vec q)\,\frac{\hat A(\vec q)}{E^2 - 4E^2(\vec q^{\,2}) + i\epsilon}\,\hat T(\vec q,\vec k), \qquad /5/$$

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

$$\hat A(\vec q) = -\left[\frac{E^2 + 2E^2(\vec q^{\,2})}{E} + \hat H_1(\vec q) + \hat H_2(-\vec q) + \frac{2}{E}\hat H_1(\vec q)\hat H_2(-\vec q)\right]\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}.$$

Выбирая квазипотенциал в виде /1/ и решая уравнение /5/ итерациями, получим

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

$$\hat T_{n+1} = \int d\vec q_1 \ldots d\vec q_n\,\hat V(E;\vec p,\vec q_1)\,\hat A(\vec q_1)\,\hat V(E;\vec q_1,\vec q_2)\,\hat A(\vec q_2)\ldots$$

$$\ldots\hat V(E;\vec q_{n-1},\vec q_n)\,\hat A(\vec q_n)\,\hat V(E;\vec q_n,\vec k)\prod_{i=1}^{n}\frac{1}{E^2 - 4E^2(\vec q_i^{\,2}) + i\epsilon}.$$

После замены

$$\vec q_i \to \vec\Delta_i + \vec\lambda_i, \quad \vec\lambda_i = \frac{\vec p + \vec k}{2} + \left(1 - 2\,\frac{\sum_{\ell=1}^{i}\frac{1}{x_\ell}}{\sum_{\ell=1}^{n+1}\frac{1}{x_\ell}}\right)\frac{\vec p - \vec k}{2}$$

приходим к выражению:

$$\hat T_{n+1} = \int\ldots\int\prod_{i=1}^{n+1}dx_i\,\exp\left(\frac{t}{\sum_{i=1}^{n+1}\frac{1}{x_i}}\right)\hat J_n(x_1,\ldots,x_{n+1}), \qquad /6/$$

где*

$$\hat J_n(x_1,\ldots,x_{n+1}) = \int\ldots\int d\vec\Delta_1\ldots d\vec\Delta_n\,\frac{\exp(-C_{ij}\vec\Delta_i\vec\Delta_j)}{\prod_{i=1}^{n}[E^2 - 4E^2((\vec\Delta_i + \vec\lambda_i)^2) + i\epsilon]}\times$$

$$\times\hat\rho(E;x_1)\,\hat A(\vec\Delta_1 + \vec\lambda_1)\ldots\hat\rho(E;x_n)\,\hat A(\vec\Delta_n + \vec\lambda_n)\,\hat\rho(E;x_{n+1}).$$

---

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

Как было показано в работах [4,5], основной вклад при $|t| \to \infty$ в интеграл /6/ для квазипотенциалов, удовлетворяющих условию /2/, дает область, когда один из $x \approx 0$. В результате для $\hat{T}_{n+1}$ получаем

$$\hat{T}_{n+1} = \sum_{\ell=1}^{n+1} [-i\frac{\hat{\chi}(0)}{4}\hat{B}(\vec{p})]^{\ell-1}\hat{V}(s,t)[-i\hat{B}(\vec{k})\frac{\hat{\chi}(0)}{4}]^{n-\ell+1} \times$$

$$\times \frac{1}{(\ell-1)!(n-\ell+1)!}.$$

Здесь

$$\hat{B}(\vec{p}) = (\gamma_0^{(1)} - \vec{\gamma}^{(1)}\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|})(\gamma_0^{(2)} + \vec{\gamma}^{(2)}\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}) \equiv \hat{n}^{(1)}(\vec{p})\,\hat{n}^{(2)}(-\vec{p}),$$

$$\hat{\chi}(0) = -\frac{1}{4}\int_{-\infty}^{\infty} dz\,\hat{V}(E; z, \rho = 0),$$

где $\hat{\chi}(0)$ - эйкональная фаза при нулевом прицельном параметре, $\rho = 0$.

Суммируя по n, будем иметь

$$\hat{T}(\vec{p},\vec{k}) = \exp[-i\frac{\hat{\chi}(0)}{4}\hat{B}(\vec{p})]\,\hat{V}(s,t)\exp[-i\hat{B}(\vec{k})\frac{\hat{\chi}(0)}{4}]. \qquad /7/$$

Отметим, что при высоких энергиях и малых передачах импульса амплитуды с переворотом спина малы по сравнению с амплитудами без переворота спина [11]. Этому свойству удовлетворяет, например, [12] эйкональная фаза

$$\hat{\chi}(\rho) = \gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\chi(\rho). \qquad /8/$$

Подставляя /8/ в /7/, получим

$$\hat{T}(\vec{p},\vec{k}) = [1 + \gamma_0^{(1)}\hat{n}^{(1)}(\vec{p})\gamma_0^{(2)}\hat{n}^{(2)}(-\vec{p})F]\,\hat{V}(s,t)[1 + \gamma_0^{(1)}\hat{n}^{(1)}(\vec{k})\gamma_0^{(2)}\hat{n}^{(2)}(-\vec{k})F],$$

где

$$F = \frac{e^{-i\chi(0)} - 1}{4}.$$

Квазипотенциал $\hat{V}(s,t)$, описывающий рассеяние на большие углы, выберем в γ_5-инвариантном виде:

$$\hat{V}(s,t) = \gamma_\mu^{(1)}\gamma^{\mu(2)}C(s,t) + \gamma_5^{(1)}\gamma_5^{(2)}\gamma_\mu^{(1)}\gamma^{\mu(2)}D(s,t),$$

где $C(s,t)$ и $D(s,t)$ - квазипотенциалы, описывающие вектор-векторное и аксиал-аксиальное взаимодействия.

Переходя к дифференциальному сечению рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \sum_{\text{спин}} M(\vec{p},\vec{k})\,M^{+}(\vec{p},\vec{k}),$$

где

$$M(\vec{p},\vec{k}) = \langle \psi_1^{\sigma_1'}(\vec{p})\,\psi_2^{\sigma_2'}(-\vec{p})|\,T(\vec{p},\vec{k})\,|\psi_1^{\sigma_1}(\vec{k})\,\psi_2^{\sigma_2}(-\vec{k})\rangle -$$

$$- \langle \psi_1^{\sigma_1'}(\vec{p})\,\psi_2^{\sigma_2'}(-\vec{p})|\,T(\vec{p},-\vec{k})\,|\psi_1^{\sigma_2}(-\vec{k})\,\psi_2^{\sigma_1}(\vec{k})\rangle,$$

получим в пределе $s \to \infty$, $\frac{|t|}{s}$ - фиксировано следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx |e^{-4i\chi(0)}|\{4[(C(s,t) - D(s,t))(C^*(s,t) - D^*(s,t)) +$$

$$+(C(s,u) - D(s,u))(C^*(s,u) - D^*(s,u)) + (C(s,t) + D(s,t))\times$$

$$\times(C^*(s,u) + D^*(s,u)) + (C(s,u) + D(s,u))(C^*(s,t) + D^*(s,t))] +$$

$$+(1+z)^2(C(s,t) + D(s,t))(C^*(s,t) + D^*(s,t)) + \qquad /9/$$

$$+(1-z)^2(C(s,u) + D(s,u))(C^*(s,u) + D^*(s,u))\},$$

в котором z - косинус угла рассеяния.

Определив далее квазипотенциалы C и D с помощью представления /1/ с функциями ρ_C и ρ_D, удовлетворяющими условию /2/, имеем:

$$C(s,t) \underset{s,t\to\infty}{\approx} \frac{1}{s^{N+1}} \int_0^\infty d\eta\, \psi_C(\eta)\, e^{-\frac{|t|}{s}\eta}, \qquad /10/$$

$$D(s,t) \underset{s,t\to\infty}{\approx} \frac{1}{s^{N+1}} \int_0^\infty d\eta\, \psi_D(\eta)\, e^{-\frac{|t|}{s}\eta}.$$

Подставляя /10/ в /9/, немедленно получаем для дифференциального сечения выражение вида /3/ с $M = 2N+2$.

Заметим, что явный вид угловой зависимости $d\sigma/dt$ определяется функциями $\psi_C(\eta)$ и $\psi_D(\eta)$. Рассмотрим простой пример, когда

$$\psi_{C,D}(\eta) = \mathrm{const}\, \eta^{m-1}.$$

Тогда

$$C(s,t) = \frac{\alpha}{s^{N+1}(1-z)^m}, \quad D(s,t) = \frac{\beta}{s^{N+1}(1-z)^m}.$$

В этом случае для дифференциального сечения получаем следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{|e^{-4i\chi(0)}|}{s^{2N+2}(1-z^2)^{2m}} \{ |\alpha+\beta|^2 [(1+z)^{2m+2} + (1-z)^{2m+2} + \qquad /11/$$

$$+ 4((1+z)^m + (1-z)^m)^2] - 8(\alpha\beta^* + \beta\alpha^*)[(1+z)^{2m} + (1-z)^{2m}]\}.$$

Таким образом, выбранный нами класс γ_5-инвариантных квазипотенциалов приводит к степенным автомодельным асимптотикам в нуклон-нуклонном рассеянии на большие углы с угловой зависимостью, определяемой конкретным выбором функций $\psi(\eta)$.

Фактор $e^{-4i\chi(0)}$, появляющийся в выражении /9/ для дифференциального сечения рассеяния на большие углы, характеризует "степень прозрачности" частиц на малых прицельных расстояниях и определяется, вообще говоря, параметрами, описывающими рассеяние на малые углы.

Отметим, что использованное в данном подходе свойство локальности квазипотенциала накладывает определенные ограничения на вид угловой зависимости дифференциального сечения рассеяния на большие углы.

Представляет интерес сравнение полученного в работе выражения для дифференциального сечения с экспериментальными данными по протон-протонному высокоэнергетическому рассеянию на большие углы /см., напр.,/13/. Для этого нами использовалось выражение /11/, в котором N было выбрано равным 4, а для фактора $2i\chi(0)$ введена параметризация

$$2i\chi(0) = 0{,}74 + 2{,}34/\sqrt{s/1(\text{Гэв}/c)^2},$$

справедливая в области энергий 300 $/ГэВ/c/^2 \geq s \geq$ ≥ 15 $/ГэВ/c/^2$ /14/.

Результаты обработки экспериментальных данных, приведенные на рисунке, соответствуют следующим значениям параметров:

$$m = 2{,}59 \pm 0{,}03,$$

$$\alpha = \beta = (1{,}64 \pm 0{,}04) \cdot 10^4 \, (\text{Гэв}/c)^{-1}.$$

Интересно отметить, что наилучшее описание экспериментальных данных получено в случае $\alpha = \beta$, что соответствует равенству вектор-векторного и аксиал-аксиального взаимодействий.

Полученные в работе результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными по pp-рассеянию.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Н.Н.Боголюбову, А.Н.Тавхелидзе, Д.В.Ширкову за интерес к работе и стимулирующие советы, а также

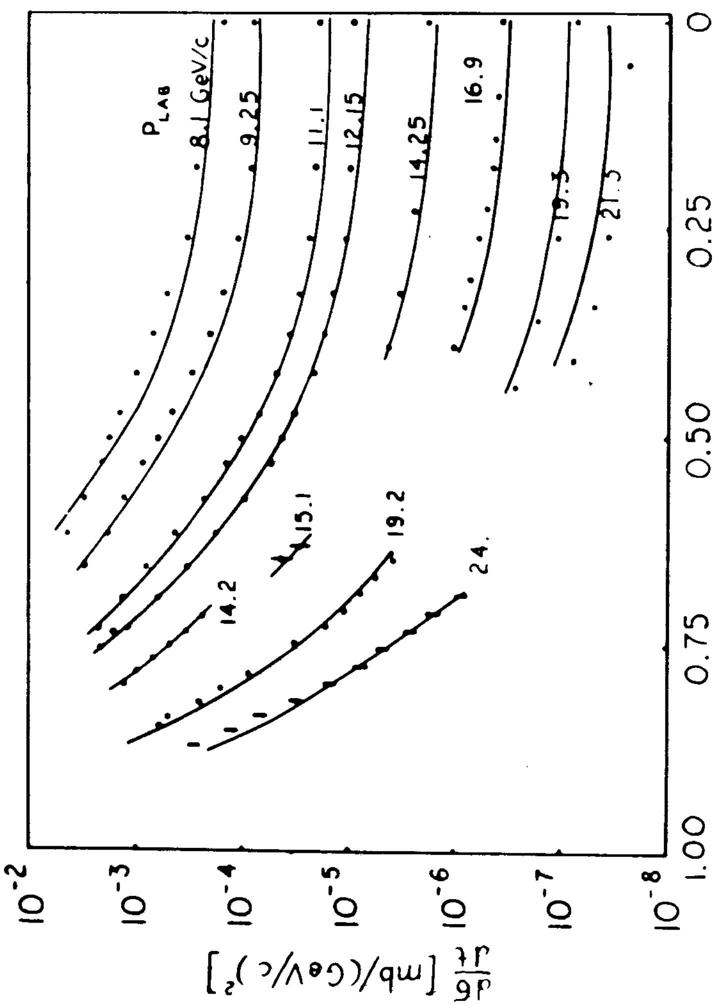

Рис. 1. Дифференциальные сечения протон-протонного рассеяния на большие углы

В.А.Мещерякову, Р.М.Мурадяну, А.Н.Сисакяну, Р.Н.Фаустову и А.А.Хелашвили за плодотворные дискуссии и ценные замечания.

Литература

1. G.Giacomelli. Rapporteur's Talk at the XVI Intern. 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. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ОИЯИ, Р2-8337, Дубна, 1974.
6. А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе. ДАН СССР, 142, 317, 1962.
7. Р.Н.Фаустов. Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ, т. 2, 108, Дубна, 1964.
8. Г.Десимиров, Д.Стоянов. ОИЯИ, Р2-1658, Дубна, 1964.
9. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. JINR, E2-3498, Dubna, 1967.
10. А.А.Хелашвили. ОИЯИ, Р2-4327, Дубна, 1969.
11. S.Nilsson. Intern. School on Elementary Particle Phys., Herceg Novi, 1968.
12. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.К.Митрюшкин, М.А.Смондырев. ОИЯИ, Р2-8338, Дубна, 1974.
13. V.Barger. Rapporteur's Talk at the XVII Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974.
14. С.В.Голоскоков. ОИЯИ, Р2-7220, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел 23 июля 1975 года.