

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

20/83

3/1-83

P2-82-632

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.Г.Тепляков

МЕЗОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЙНИЕ В МОДЕЛИ,
УЧИТЫВАЮЩЕЙ МЕЗОННУЮ "ШУБУ" АДРОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

В изучении процессов сильного взаимодействия частиц высоких энергий важное место занимают методы, основанные на квазипотенциальном подходе Логанова-Тавхелидзе^{/1/}. Динамическое квазипотенциальное уравнение с использованием гипотезы о гладкости локального квазипотенциала^{/2/}, передающего свойства процесса высокоэнергетического рассеяния, приводит к эйкональному представлению для амплитуды рассеяния на малые углы^{/3/}, которое было впервые получено в квантовой механике^{/4/}.

В случае рассеяния частиц со спинами 0 и 1/2 для спиральных амплитуд рассеяния частиц высоких энергий при фиксированных передачах импульса справедливы выражения^{/5,6/}

$$T_{++}(s, t) = \frac{i\sqrt{s}}{4\pi^3} \int d^2\vec{\rho} e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}} [1 - e^{X_0(\vec{\rho}, s)}], \quad /1/$$

$$T_{+-}(s, t) = -\frac{i\Delta}{8\pi^3} \int_{t=-\vec{\Delta}^2} d^2\vec{\rho} e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}} \chi_1(\vec{\rho}, s) e^{X_0(\vec{\rho}, s)},$$

где эйкональные фазы X_0 и X_1 определяются динамикой взаимодействия на больших расстояниях. Отметим, что требование о справедливости представления вида /1/ приводит в рамках квазипотенциального подхода к быстрому вымиранию спиновых эффектов в области малых углов рассеяния^{/7/}.

Представление типа /1/ с гауссовыми квазипотенциалами широко использовалось при описании экспериментальных данных^{/3,8/}. Однако гауссовы квазипотенциалы приводят, во-первых, к амплитуде рассеяния, являющейся целой функцией передачи импульса, что неудовлетворительно с точки зрения аналитических свойств, во-вторых, к наличию второго дифракционного минимума в pp-рассеянии при $|t| \sim 5-6 \text{ ГэВ}^2$, не наблюдаемого в эксперименте. Наличие второго дифракционного минимума является трудностью многих подходов, что привело к разработке ряда моделей, позволяющих избежать его появления /см. /9/ /. Так, в простой бесспиновой модели^{/10/}, основанной на учете эффектов "мезонной шубы", удалось построить квазипотенциал, частично восстанавливающий аналитические свойства амплитуды рассеяния по передаче импульса и позволяющий правильно количественно передать все особенности поведения дифференциальных сечений в широкой области передач импульса^{/11/}.

В настоящей работе построена модель "мезонной шубы" для случая мезон-нуклонного рассеяния с учетом спинов взаимодействующ-

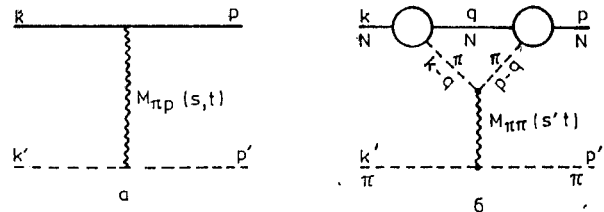


Рис. 1. Простейшие диаграммы πp -рассеяния, учитывающие вклад "мезонной шубы" протона.

щих частиц. Исследована энергетическая зависимость квазипотенциалов, вычислены вклады области больших расстояний, обусловленных мезонным облаком частиц, в эйкональные фазы χ_0 и χ_1 в /1/. Полученные результаты могут быть использованы при анализе экспериментальных данных по мезон-нуклонному рассеянию на малые углы при высоких энергиях.

Будем считать, что нуклон состоит из центральной части, где сконцентрированы валентные кварки, и окружающей ее мезонной "шубы" /12,13/, в которой, как и в /10/, будем учитывать только π -мезонную составляющую. В результате основной вклад в πN -рассеяние дают диаграммы, изображенные на рис. 1, причем амплитуда рассеяния имеет вид

$$T(s, t) = T_{II}(s, t) + T_n(s, t) \quad /2/$$

Здесь T_{II} соответствует диаграмме 1а, описывающей взаимодействие рассеиваемого π -мезона с центральной частью нуклона, T_n - диаграмме 1б, учитывающей взаимодействие π -мезона с мезонной "шубой" нуклона и, таким образом, содержащей информацию о периферической части взаимодействия.

Для T_n справедливо следующее представление:

$$T_n(s, t) = \frac{g^2}{i(2\pi)^4} \int d^4 q M_{\pi\pi}(s', t) \phi[(k-q)^2, q^2] \phi[(p-q)^2, q'^2] \times \frac{\bar{u}(\vec{p}) \gamma_5 (\hat{q} + M) u(\vec{k})}{(q^2 - M^2 + i\epsilon)[(k-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon][(p-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon]} \quad /3/$$

где

$$s' = (k + k' - q)^2,$$

μ и M - массы пиона и нуклона соответственно, $\bar{u}(\vec{p})$ и $u(\vec{k})$ - свободные спиноры, описывающие нуклоны в начальном и конечном со-

стояниях. Функция ϕ связана с плотностью материи внутри нуклона. Считая, что она пропорциональна электрическому формфактору протона, используем для нее стандартную дипольную параметризацию, что возможно, так как нуклон в промежуточном состоянии находится вблизи массовой поверхности

$$\phi(\ell^2, q^2 \sim M^2) = \frac{\beta^4}{(\ell^2 - \beta^2 + i\epsilon)^2}, \quad \beta^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2/c^2.$$

Переходя к переменным светового фронта q_+ , q_- , \vec{q}_\perp ; $q_\pm = q_0 \pm q_z$; $q_+ = xk_+$, получим после интегрирования по q_- :

$$T_n(s, t) = \frac{g^2 \beta^8}{(2\pi)^3} \int_0^1 dx x^5 M_{\pi\pi}(s(1-x), t) \bar{u}(\vec{p}) \times \{ (x \gamma_- k - M + \frac{M^2}{4xk} \gamma_+) J_0(x, \vec{\Delta}) + \frac{1}{4xk} \gamma_+ J_1(x, \vec{\Delta}) + \vec{\gamma}_\perp \vec{\Delta}_\perp J_2(x, \vec{\Delta}) \} u(\vec{k}), \quad /4/$$

здесь $k = |\vec{k}|$,

$$J_{0,1}(x, \vec{\Delta}) = \int \frac{(1, \vec{q}_\perp^2) d^2 \vec{q}_\perp}{(q_\perp^2 + a)(q_\perp^2 + a)^2 (q_\perp'^2 + a)(q_\perp'^2 + a)^2} \quad /5/$$

$$\vec{\Delta}_\perp J_2(x, \vec{\Delta}) = - \int \frac{\vec{q}_\perp d^2 \vec{q}_\perp}{(q_\perp^2 + a)(q_\perp^2 + a)^2 (q_\perp'^2 + a)(q_\perp'^2 + a)^2}$$

где

$$a = M^2(1-x)^2 + \mu^2 x; \quad a = M^2(1-x)^2 + \beta^2 x,$$

$$\vec{q}' = \vec{q} + x\vec{\Delta}.$$

Интегралы /5/ легко вычисляются, однако имеют достаточно сложный вид, который мы здесь приводить не будем.

Из амплитуды рассеяния /4/ выделим две инвариантные амплитуды, которые в области $s \rightarrow \infty$, t - фиксировано, могут быть определены следующим образом /7/:

$$T_n(s, t) = \bar{u}(\vec{p}) [\tilde{a}_n(s, t) + b_n(s, t) \hat{n}(-\vec{\ell})] u(\vec{k}),$$

где

$$\vec{\ell} = \frac{\vec{p} + \vec{k}}{2}, \quad \hat{n}(\vec{\ell}) = \gamma_0 - \vec{\gamma} \frac{\vec{\ell}}{|\vec{\ell}|}.$$

При этом для амплитуд \tilde{a} и b имеем:

$$\tilde{a}_n = a_n \sqrt{s} / 2 + a_n$$

$$a_n(s, t) = \frac{2g^2 \beta^8}{(2\pi)^3} \sqrt{s} M \int_0^1 dx x^5 (x-1) J_0(x, \Delta) \frac{1}{s} M_{\pi\pi}(s(1-x), t), \quad /6a/$$

$$a_n(s, t) = \frac{2g^2 \beta^8}{(2\pi)^3} \sqrt{s} \int_0^1 dx x^5 \frac{\Delta^2}{2} J_2(x, \Delta) \frac{1}{s} M_{\pi\pi}(s(1-x), t), \quad /6b/$$

$$b_n(s, t) = \frac{2g^2 \beta^8}{(2\pi)^3} \sqrt{s} \int_0^1 dx x^5 \left[\frac{M^2}{4x} (1-x^2) J_0(x, \Delta) + \frac{1}{4x} J_1(x, \Delta) + \frac{\Delta^2}{4} J_2(x, \Delta) \right] \frac{1}{s} M_{\pi\pi}(s(1-x), t). \quad /6в/$$

Соответствующий /6/ квазипотенциал в γ -пространстве определяется с помощью фурье-преобразования. Таким образом, мы вычислили вклад области больших расстояний в амплитуду мезон-нуклонного рассеяния, обусловленный эффектами мезонной "шубы" адрона.

Легко видеть, что все квазипотенциалы a_n , a_n , b_n ведут себя с ростом энергии как \sqrt{s} , что приводит к аномальному поведению квазипотенциала

$$\tilde{a}(s, r) \sim s, \quad s \rightarrow \infty,$$

которое может привести к модификации эйконального представления /7/.

Вычисление интеграла /6а/* показывает, что соответствующий ему квазипотенциал в γ -пространстве много меньше единицы. Малость аномального члена квазипотенциала позволяет решить квазипотенциальное уравнение для частиц со спинами 0 и 1/2 /14/ с квазипотенциалом /6/. В результате получаем следующие представления для спиральных амплитуд мезон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях на малые углы:

$$T_{++}(s, t) = \frac{ik}{\pi^2} \int \rho d\rho J_0(\rho \Delta) [1 - e^{X(\rho, s)}], \quad /7/$$

$$T_{+-}(s, t) = -\frac{k}{\pi^2} \int \rho d\rho J_1(\rho \Delta) \left\{ \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{d_a(r, s)}{d\rho} e^{X(\rho, s)} \right\}.$$

* В конкретных вычислениях нами была использована гауссова параметризация для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния:

$$M_{\pi\pi}(s, t) = i s A_{\pi\pi} e^{B_{\pi\pi} t},$$

Здесь

$$\chi(\rho, s) = \chi_0(\rho, s) + \chi_{\text{ан}}(\rho, s) \frac{\sqrt{s}}{2}, \quad /8/$$

$$\chi_0(\rho, s) = \frac{2i}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{\infty} B(r, s) dz; \quad \chi_{\text{ан}}(\rho, s) = \frac{1}{2is} \int_{-\infty}^{\infty} a^2(r, s) dz.$$

Квазипотенциал B в /8,9/ определяет амплитуду без переворота спина и является суммой квазипотенциалов, отвечающих рассеянию мезона на мезонном облаке адрона и на его центральной части:

$$B(s, t) = b_n(s, t) + b_{\text{ц}}(s, t), \quad /9/$$

как и амплитуда /2/.

Отметим, что представления вида /7,8/, содержащие квадрат квазипотенциала в эйкональной фазе, были получены ранее /6/ для скалярного квазипотенциала с энергетической зависимостью, не нарушающей эйконального вида амплитуды рассеяния. Аппроксимация аномального члена квазипотенциала $\alpha(s, t)$ в гауссовом виде позволяет легко вычислить интеграл /8/. При этом имеем

$$\chi_{\text{ан}}(\rho, s) = i \lambda e^{-\rho^2 / 4 \lambda_{\text{ан}}},$$

$$\lambda \approx 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-1}; \quad \lambda_{\text{ан}} \approx 3 \text{ ГэВ}^{-3}.$$

Так как экспериментальные данные по πN -рассеянию на малые углы приводят к следующему характерному значению эйкональной фазы при нулевом прицельном параметре /8/

$$\chi(0, s) \sim -1,$$

получаем, что аномальный член эйкональной фазы существен в случае, когда

$$k_{\text{max}} \lambda \sim 1$$

или при энергиях

$$s_{\text{max}} \sim 10^5 \div 10^6 \text{ ГэВ}^2. \quad /10/$$

При энергиях $s > s_{\text{max}}$ аномальный член эйкональной фазы доминирует и приводит к быстрому росту полных сечений

$$\sigma_{\text{tot}} \sim 4 \pi a_{\text{ан}} \ln s.$$

Здесь следует обратить внимание на то, что в настоящей работе рассматривается простейший вариант модели, учитывающей эффекты мезонной шубы нуклона. Вообще говоря, кроме π -мезонной составляющей необходимо учитывать вклад более массивных мезонных и барионных промежуточных состояний. Так, в близкой модели, рассмотренной в работе /15/, показано, что учет в диаграммах вида 1б вместе с нуклонным промежуточным состоянием Δ_{33} изобары приводит к некоторой компенсации anomalously растущего вклада в амплитуде рассеяния, что увеличит s_{\max} в /10/. Это дает нам право исключить из рассмотрения anomalously член квазипотенциала при достигнутых в настоящее время энергиях.

Таким образом, учет спиновых эффектов в модели, учитывающей мезонную "шубу" нуклона, приводит к квазипотенциалу вида

$$\hat{V}(s,t) = A(s,t) + B(s,t)\hat{n}(-\vec{l}), \quad /11/$$

где квазипотенциал $A(s,t)$, так же, как и квазипотенциал $B(s,t)$, содержит как вклады области больших расстояний, определяемых эффектами мезонной "шубы" нуклона, так и взаимодействие мезона с центральной частью нуклона /см. /9//.

Решение квазипотенциального уравнения для амплитуды мезон-нуклонного рассеяния с квазипотенциалом /11/ было найдено в работах /5,7/. При этом амплитуды рассеяния имеют вид /1/, причем эйкональные фазы определяются выражениями:

$$\chi_0(\rho, s) = \frac{2i}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{\infty} B(r, s) dz,$$

$$\chi_1(\rho, s) = \frac{2i}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{\infty} dz A(r, s) \frac{1}{2} \left[e^{-\frac{2i}{\sqrt{s}} \int_z^{\infty} B(r, s) dz} + e^{-\frac{2i}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^z B(r, s) dz} \right].$$

Вклад в эйкональную фазу, обусловленный мезонной "шубой" нуклона, вычисленный из квазипотенциалов /6б, 6в/, приведен на рис. 2а, б. Можно показать, что при больших прицельных расстояниях он падает экспоненциально:

$$\chi_{0,1} \sim e^{-2\rho\sqrt{m^2 + \frac{M^2}{\pi^2}} \cdot \frac{1}{\rho^2}} \sim e^{-\mu_{\text{эфф}} \cdot \rho} \quad /12/$$

Численные вычисления показывают, что $\mu_{\text{эфф}} \sim 0,6$ ГэВ на расстояниях порядка размера адрона.

Следствием поведения /12/ является наличие у амплитуды рассеяния разрезов при положительных t /10/. Таким образом, учет эффектов мезонной "шубы" адрона позволяет восстановить аналитические свойства амплитуды рассеяния по передаче импульса.

Можно показать, что с учетом рассеяния центральных частей адронов $\chi_{\text{ц}}$ эйкональная фаза χ_0 в достаточно широкой области

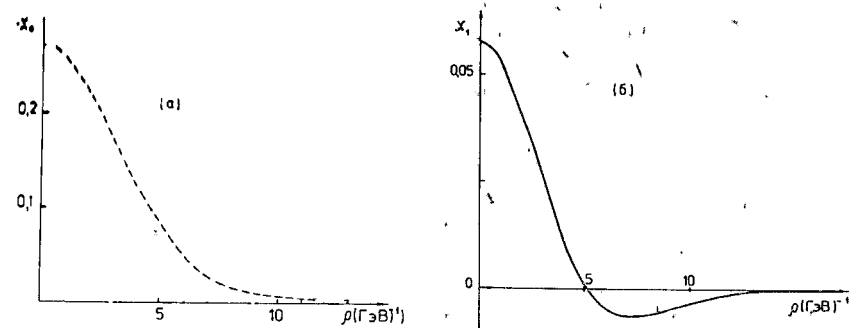


Рис. 2. Вклад в эйкональные фазы, обусловленный эффектами мезонной "шубы": а/ - в периферическую часть фазы χ_0 , б/ - в периферическую часть фазы χ_1 .

изменения ρ может быть хорошо аппроксимирована выражением:

$$\chi_0(\rho, s) \approx -h e^{-\mu\sqrt{\rho^2 + b^2}}, \quad /13/$$

где h , μ , b - эффективные константа связи, масса и радиус центральной области взаимодействия соответственно. Использование фазы /13/ в бесспиновой модели, учитывающей эффекты мезонной "шубы" адрона /10/, позволило правильно предсказать положение дифракционного минимума и максимума в π -рассеянии при энергии $P_L = 200$ ГэВ, и привело к эффекту плавного уменьшения наклона дифракционного пика в области малых передач импульса, обнаруженному впоследствии во FNAL /16/, и к малому наклону дифференциальных сечений за вторым дифракционным максимумом. Таким образом, эйкональная фаза вида /13/, полученная в рамках модели, правильно передает поведение сечений π -рассеяния при высоких энергиях. При анализе экспериментальных данных более низких энергий, естественно, необходимо учитывать спиновые эффекты, что может быть последовательно сделано в рамках построенной здесь модели мезонной "шубы" нуклона, учитывающей спины взаимодействующих частиц.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.А. Матвееву, В.А. Мещерякову, А.Н. Тавхелидзе за внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p.380.

2. Alliluyev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. Phys.Lett., 1965, 18, p.195; Логунов А.А., Хрусталеv О.А. ЭЧАЯ, 1970, т.1, с.73.
3. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Елепченко Л.А. ЭЧАЯ, 1970, т.1, с.92.
4. Glauber R. Lectures in Theoretical Physics. Interscience Publishers, N.Y., 1959, vol.1.
5. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1972, 11, с.37; Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ТМФ, 1982, 52, с.44.
6. Голоскоков С.В. и др. ТМФ, 1975, 24, с.147.
7. Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.1000.
8. Dzhgarkava M.I. et al. Nucl.Phys., 1973, B67, p.232; Nucl.Phys., 1974, B79, p.396; Гарсеванишвили В.Р. и др. ОИЯИ, P2-9947, Дубна, 1976; ОИЯИ, E2-10971, Дубна, 1977.
9. Зотов Н.П., Русаков С.В., Царев В.А. ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.1160.
10. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. JINR, E2-81-441, Dubna, 1981; E2-82-109, Dubna, 1982.
11. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1980, 31, с.741.
12. Балдин А.М. В сб.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. "Наукова думка", Киев, 1967.
13. Islam M.M. Lett.Nuovo Cim., 1975, 14, p.627.
14. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1972, 12, с.384.
15. Боресков К.Г. и др. ЯФ, 1978, 27, с.813.
16. Schiz A. et al. Phys.Rev. D, 1981, 24, p.26; Baker W. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, vol.47, p.1683.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 августа 1982 года.

Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. P2-82-632
Мезон-нуклонное рассеяние в модели,
учитывающей мезонную "шубу" адрона

Построена модель мезонной "шубы" для случая мезон-нуклонного рассеяния с учётом спина взаимодействующих частиц. Вычислены вклады, обусловленные мезонным облаком частиц в эйкональные фазы πN -рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Teplyakov V.G. P2-82-632
Meson-Nucleon Scattering in Meson "Cloud" Model

The meson cloud model is constructed for the case of meson-nucleon scattering with taking into account spins of interacting particles. Mesonic-cloud contributions to the eikonal phases are calculated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.