объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-82-450

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

# РОСТ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ И ОГРАНИЧЕНИЕ НА ВЕЛИЧИНУ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ АДРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

Настоящая работа посвящена изучению вопроса о роли спиновых эффектов в высокоэнергетическом рассеянии адронов на малые углы. Интерес к нему обусловлен тем, что характер спиновых эффектов в области малых углов рассеяния не является окончательно выясненным. Важное место в решении этой проблемы занимает квазипотенциальный метод Логунова-Тавхелидзе /1/, опирающийся на предположение о существовании гладкого локального квазипотенциала /2/, дающего адекватное описание процессов рассеяния при высоких энергиях. Так, в рамках квазипотенциального подхода исходя из требования о справедливости эйконального представления для амплитуды рассеяния на малые углы было показано, что спиновые эффекты должны быстро вымирать с ростом энергии /3/. Модели, основанные на таком предположении, получили довольно широкое распространение /4/.

Противоположная точка зрения основана на гипотезе о существовании медленно меняющегося с энергией вклада амплитуд с переворотом спина в дифференциальные сечения за вторым дифракционным максимумом /5/. Следствия, к которым приводит исследование этого случая в рамках квазипотенциального подхода, рассмотрены в настоящей работе. Показано, что наличие слабо зависящего от s члена в амплитуде с переворотом спина с необходимостью приводит к быстрому росту полных сечений, не наблюдаемому в эксперименте. Таким образом, информация об энергетической зависимости полных сечений при сверхвысоких энергиях позволяет получить ограничение сверху на величину отношения амплитуд с переворотом и без переворота спина.

Вопрос о возможном существовании слабо вымирающих с ростом энергии спиновых эффектов рассмотрим на примере мезон-нуклонного рассеяния в рамках квазипотенциального подхода. Уравнение для волновой функции имеет вид /6/

$$[E\gamma_0 - \hat{\beta}(\vec{\nabla})(-i\vec{\gamma}\,\vec{\nabla} + M)]\psi(\vec{r}) = -\frac{1}{\sqrt{\mu^2-\vec{\nabla}^2}}\hat{V}(s;\vec{r})\psi(\vec{r}), \qquad /1/$$

$$\hat{\beta}(\vec{\nabla}) = (1 + \sqrt{\mu^2-\vec{\nabla}^2}/\sqrt{M^2-\vec{\nabla}^2}).$$

Здесь $E = \sqrt{s} = \sqrt{M^2+p^2} + \sqrt{\mu^2+p^2}$ - полная энергия в системе центра масс; $\mu$ и $M$ - массы мезона и нуклона соответственно; $\hat{V}(s, r)$ - квазипотенциал, матричную структуру которого мы выбираем в общем виде, исходя из разложения амплитуды рассеяния на инвариантные амплитуды. При этом в области высоких энергий и фиксированных передач импульса имеем [3]

$$\hat{V}(s, \vec{r}) = A(s, \vec{r}) + B(s, \vec{r})\, \hat{n}(-\vec{p}), \qquad /2/$$

где

$$\hat{n}(-\vec{p}) = \gamma_0 + \frac{\vec{\gamma}\vec{p}}{|\vec{p}|}.$$

В дальнейшем ось $z$ выбираем по направлению импульса налетающей частицы.

Легко убедиться, что слабому вымиранию спиновых эффектов, характерному для моделей [5], соответствует следующая зависимость квазипотенциалов [3]:

$$A(s, \vec{r}) = s/2\, a(\vec{r}); \quad B(s, \vec{r}) = \sqrt{s}\, b(\vec{r}).$$

Используя результаты [7], можно показать, что уравнение /1/ может быть сведено к двухкомпонентному уравнению вида

$$(\nabla^2 + p^2)\, \Phi_p(r) = -\hat{V}_{эфф.}(s, r)\, \Phi_p(r). \qquad /3/$$

Оставляя в $\hat{V}_{эфф.}$ только старшие по $s$ члены, получим

$$\hat{V}_{эфф.}(s, \vec{r}) = -p^2 a^2(\vec{r}).$$

Будем искать решение уравнения /3/ с квазипотенциалом несколько более общего вида:

$$V_{эфф.}(s, \vec{r}) = -p^2 a^2(\vec{r}) + p\, b(\vec{r}). \qquad /4/$$

Квазипотенциал /4/ растет с энергией аномально быстро:

$$V_{эфф.}(s, \vec{r}) \underset{s\to\infty}{\sim} s,$$

вследствие чего решение уравнения /3/ не может быть найдено в виде слабо искаженной плоской волны. Поэтому ищем его в виде

$$\Phi_p(\vec{r}) = e^{ip\kappa(\vec{r})}\, F(\vec{r}) \qquad /5/$$

с граничным условием

$$\Phi_p(\vec{r}) \xrightarrow[z\to-\infty]{} e^{ipz}.$$

Потребовав, чтобы в пределе высоких энергий при ограниченных передачах импульса плотность тока, соответствующая рассеянной частице, была направлена по импульсу налетающей частицы, получим следующую систему решений:

$$\left(\frac{d\kappa}{dz}\right)^2 = (1 - a^2(\vec{r})), \qquad /6а/$$



$$2\frac{d\kappa}{dz}\frac{dF}{dz} + \left(\frac{d^2\kappa}{dz^2} + \frac{1}{i} b(\vec{r})\right) F = 0, \qquad /6б/$$

откуда легко находим решение уравнения /3/:

$$\Phi_p(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt[4]{1 - a^2(\vec{r})}}\, e^{ipz} \exp\left\{ ip\int_{-\infty}^{z} \left(\sqrt{1 - a^2(\vec{r})} - 1\right) dz - \frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{z} \frac{b(\vec{r})\, dz}{\sqrt{1 - a^2(\vec{r})}} \right\},$$

и соответствующее ему представление для амплитуды рассеяния без переворота спина:

$$T(s, \vec{\Delta}) = \frac{p}{4\pi^3}\int d^2\rho\, e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}} \int_{-\infty}^{\infty} dz\, \frac{(-p a^2(\vec{r}) + b(\vec{r}))}{\sqrt[4]{1 - a^2(\vec{r})}} \times$$

$$\times \exp\left\{ -\frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{z} \frac{b(\vec{r})\, dz}{\sqrt{1 - a^2(\vec{r})}} + ip\int_{-\infty}^{z} \left(\sqrt{1 - a^2(\vec{r})} - 1\right) dz \right\}, \qquad /7/$$

которое не имеет эйкональной формы. Однако в случае малости

$$a^2(\vec{r}) \ll 1 \qquad /8/$$

выражение /7/ переходит в стандартное эйкональное представление для амплитуды рассеяния:

$$T(s, \vec{\Delta}) = \frac{ip}{2\pi^3}\int d^2\vec{\rho}\, e^{i\vec{\Delta}\vec{\rho}} \left(1 - e^{-\frac{1}{2ip}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, (-p^2 a^2(\vec{r}) + p\, b(\vec{r}))}\right). \qquad /9/$$

Следует отметить, что представления вида /9/, содержащие квадратичные члены по скалярному потенциалу $a$, были получены ранее в [8,7] для квазипотенциалов с энергетической зависимостью, не нарушающей эйконального вида амплитуды рассеяния.

Очевидно, что с ростом $s$ будут достигнуты энергии, при которых в эйкональной фазе будет доминировать аномальный член квазипотенциала $p^2 a^2$. Для оценки энергетической зависимости полных сечений в этой области аппроксимируем поведение аномального члена эйкональной фазы при больших прицельных расстояниях выражением

$$\frac{p}{2i}\int_{-\infty}^{\infty} a^2(\vec{r})\, dz \sim -ip\lambda^2 e^{-(\mu\rho)^\gamma}.$$

Легко убедиться, что основной вклад в интеграл /9/ дает область

$$\rho < \rho_{max},$$

причем

$$p\lambda^{2}\ \exp\{-(\mu\rho_{max})^{\gamma}\} \sim 1\,,$$

откуда

$$\rho_{max} \sim \frac{1}{\mu}(\ln p\lambda^{2})^{1/\gamma}\quad .$$

Таким образом, для полных сечений имеем следующую оценку:

$$\sigma_{tot} \sim \frac{1}{\mu^{2}}(\ln p\lambda^{2})^{2/\gamma}\quad .$$

Так как величина $1/\mu \sim 5$ ГэВ - порядка радиуса сильного взаимодействия, наличие аномального члена квазипотенциала приводит в случае экспоненциальных квазипотенциалов / $\gamma=1$/ к насыщению границы Фруассара для полных сечений /9/, а в случае квазипотенциалов гауссова вида - к быстрому логарифмическому росту полных сечений. Учитывая, что полные сечения растут с ростом энергии достаточно медленно, например $\sigma^{pp}_{tot}$ /$p_L$ = =$10^3$ ГэВ/ ~ 40 мбн, а $\sigma^{pp}_{tot}$ /$p_L$=$10^5$ ГэВ/ ~ 55 мбн, приходим к выводу о малости аномального члена квазипотенциала /2/.

Для определения верхней границы на величину спиновых эффектов в области малых углов рассеяния найдем решение уравнения /1/ с квазипотенциалом вида /2/:

$$\hat{V}(s,\vec{r}) = 2p[a(s,\vec{r})p + a(s,\vec{r}) + b(s,\vec{r})\,\hat{n}(-\vec{p})]\,, \qquad /10/$$

с учетом малости /8/ аномального члена квазипотенциала /10/. Волновую функцию, удовлетворяющую уравнению /1/, выразим через 2-компонентные функции:

$$\psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \phi(\vec{r}) \\ \chi(\vec{r}) \end{pmatrix}.$$

Тогда уравнение /1/ может быть переписано в виде системы уравнений для компонент:

$$\hat{A}(\vec{\nabla})\phi = \hat{B}(\vec{\nabla})\,\hat{A}^{-1}(\vec{\nabla})C(\vec{\nabla})\phi\,, \qquad /11а/$$

$$\chi = -\hat{A}^{-1}(\vec{\nabla})C(\vec{\nabla})\phi\,, \qquad /11б/$$

где

$$\hat{A}(\vec{\nabla}) = i\hat{\beta}(\vec{\nabla})\vec{\sigma}\,\vec{\nabla} + \frac{2p}{\hat{\omega}}b\sigma_z\,,$$

$$\hat{B}(\vec{\nabla}) = E + \hat{\beta}(\vec{\nabla})M - \frac{2p}{\hat{\omega}}(a p + a - b)\,,$$



$$\hat{C}(\vec{\nabla}) = E - \hat{\beta}(\vec{\nabla})M + \frac{2p}{\hat{\omega}}(a p + a + b)\,,$$

$$\hat{\omega} = \sqrt{\mu^{2} - \vec{\nabla}^{2}}.$$

Решение уравнения /11а/ ищем в виде /5/, в результате чего имеем

$$\hat{A}(ip\,\vec{\nabla}\kappa + \vec{\nabla})F(\vec{r}) = \hat{B}(ip\,\vec{\nabla}\kappa + \vec{\nabla})\hat{A}^{-1}(ip\,\vec{\nabla}\kappa + \vec{\nabla}) \times \hat{C}(ip\vec{\nabla}\kappa + \vec{\nabla})F(\vec{r})\,. \qquad /12/$$

Разложим в /12/ операторы по степеням p и учтем в разложении только старшие по $a$ члены. Сравнивая коэффициенты при одинаковых степенях p в /12/, получим уравнения для $\kappa$ и F, причем уравнение для $\kappa$ имеет вид /6а/, а для F

$$2i\partial_z F(\vec{r}) = [-4b + i\sigma_z\,\vec{\sigma}_{\perp}(\vec{\nabla}_{\perp}a)]F(\vec{r})\,.$$

В результате получаем нормированное на плоскую волну при $z \to -\infty$ решение:

$$\phi(r) = \exp\{ipz - \frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{z}[4b - a^{2}p]dz \times$$

$$\times [1 + \frac{1}{2i}[\vec{\sigma}\vec{n}]_z \int_{-\infty}^{z}\frac{da}{d\rho}dz]\,.$$

Решение для $\chi$ может быть найдено из /11б/. Используя представление для амплитуды рассеяния:

$$T(\vec{p},\vec{p}') = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3\vec{r}\,\bar{u}_{p'}(\vec{r})\,e^{-ip'r}\,\hat{V}(s,\vec{r})\psi(\vec{r})\,,$$

получим следующие выражения для спиральных амплитуд мезон-нуклонного рассеяния, которые, как и ранее в случае малости аномального члена квазипотенциала, имеют эйкональный вид:

$$T_{++}(s,t) = \frac{ip}{\pi^2}\int \rho\,d\rho\,J_0(\rho\Delta)[1 - e^{\chi_0(s,\rho)}]\,,$$

$$T_{+-}(s,t) = \frac{p}{\pi^2}\int \rho\,d\rho\,J_1(\rho\Delta)\chi_1(s,\rho)\,e^{\chi_0(s,\rho)}\,,$$

$$\chi_0(s,\rho) = -\frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{\infty}[4b(s,r) - p\,a^2(s,r)]\,dz,$$

$$\chi_1(s,\rho) = \frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{da(s,r)}{d\rho}\,dz. \qquad /13/$$

Отметим, что квазипотенциал $a(s,r)$ дает вклад в следующий по $1/p$ член разложения амплитуды с переворотом спина /10/.

Для оценки вклада аномального члена $\chi_0$ в полное сечение выберем квазипотенциалы /9/ в виде

$$b(s,r) = ig\,e^{-r^2/4a} \quad ; \quad a = i\lambda e^{-r^2/8a} \quad .$$

Тогда для эйкональной фазы имеем

$$\chi_0 = (-4g\sqrt{\pi a} + ip\lambda^2\sqrt{\pi a})\,e^{-\rho^2/4a}. \qquad /14/$$

Экспериментальные данные по рассеянию адронов на малые углы приводят к следующим характерным значениям параметров /11/, входящих в /14/:

$$4g\sqrt{\pi a} \sim 1, \qquad a \sim 3\ \text{ГэВ}^{-2}.$$

Нетрудно убедиться, что быстрый рост полных сечений начнется в области, когда аномальный член в /14/ будет порядка единицы. Отсюда получаем оценку энергии, при которой влияние аномального члена становится заметным:

$$\lambda^4 s \sim 1. \qquad /15/$$

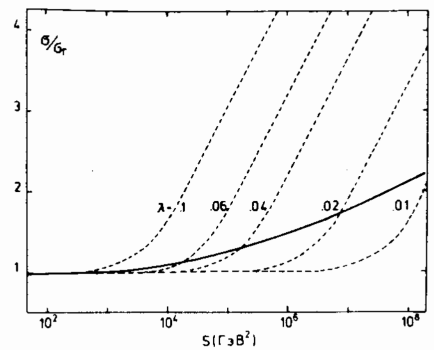
На рисунке показано отношение полного сечения, вычисленного с эйкональной фазой /14/ при различных значениях $\lambda$, к сечению при $\lambda = 0$. Это отношение в области, где аномальный член квазипотенциала несущественен, не содержит зависимости от $s$, имеющейся в радиусе взаимодействия. На рисунке приведено также отношение сечений $pp$-рассеяния в модели максимального роста /12/ к сечению, полученному на основе гипотезы геометрического скейлинга /13/:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{геом.}}} = \frac{(\sigma_0 + \beta\ln^2 s)}{(\sigma_0' + \beta\ln s)},$$

которые хорошо описывают как экспериментальные данные, полученные на ускорителях, так и космические данные /см., например, /14/ /.

Как видно, при энергиях $s > 1/\lambda^4$ действительно доминирует аномальный член квазипотенциала, что приводит к полученному выше быстрому росту полных сечений, который значительно пре-






Отношение полных сечений для различных $\lambda$ к сечениям при $\lambda = 0$ /---/; отношение сечения $pp$-рассеяния в модели максимального роста к логарифмически растущим сечениям /——/.

вышает наблюдаемый в эксперименте рост сечений $pp$-рассеяния. Если потребовать, чтобы полученный рост сечений не превышал роста $\sigma_{tot}$, полученного в модели максимального роста вплоть до некоторой энергии $s < s_{max}$, найдем верхнюю границу для $\lambda$, при которой выполняется это условие. Так, при $s_{max} \sim 10^8$ ГэВ$^2$

$$\lambda \lesssim 0{,}001^* .$$

Используя /13/, нетрудно убедиться, что относительный вклад амплитуд с переворотом спина в дифференциальные сечения порядка

$$\frac{|T_{+-}(s,t)|^2}{|T_{++}(s,t)|^2} \sim \lambda^2\pi a|t|$$

и не может существенно сказываться на поведении дифференциальных сечений за вторым дифракционным максимумом.

Таким образом, нами показано, что наличие существенного медленно меняющегося с энергией вклада спиновых амплитуд в дифференциальные сечения приведет к аномально быстрому росту полных сечений при достигнутых в настоящее время энергиях, который не наблюдается экспериментально.

Полученная связь между поведением полных сечений и величиной спиновых эффектов в высокоэнергетическом рассеянии адронов подтверждает сделанный ранее на основе предположения о справедливости эйконального представления для амплитуды рассеяния вывод о быстром степенном вымирании с ростом энергии /3/ вклада спиновых эффектов в дифференциальные сечения при фиксированных передачах импульса.

---

* Эксперименты в ЦЕРНе по измерению полных сечений $p\bar{p}$-рассеяния при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, возможно, позволят уточнить значение $\lambda$.

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

## ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p. 380.
2. Alliluyev S.P., Gerstein S.S., Logunov A.A. Phys.Lett., 1965, 18, p. 195; Логунов А.А., Хрусталев О.А. ЭЧАЯ, 1970, т.1, с. 73.
3. Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1982, т. 35, с. 1000.
4. Bialas A. et al. Acta Phys.Polon., 1977, B8, p. 855; Wakaizumy S. Progr.Theor.Phys., 1978, 60, p. 1040; Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1979, 31, с. 741; Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 1349.
5. Bourrely C., Soffer J., Wray D. Nucl.Phys., 1975, B89, p. 32; Bourrely C., Soffer J., Wu T.T. Phys.Rev., 1979, D19, p. 3249; Pumplin J., Kane G.L. Phys.Rev., 1975, D11, p. 1183; Low E.E. Phys.Rev., 1975, D12, p. 163; Durand L., Halzen F. Nucl.Phys., 1976, B104, p.317; Chow T., Yang C.N. Nucl.Phys., 1976, B107, p.1; Еднерал В.Ф., Трошин С.М. ЯФ, 1979, 30, с. 227; Еднерал В.Ф., Трошин С.М., Тюрин Н.Е. Письма ЖЭТФ, 1979, 30, с. 356.
6. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1971, 12, с. 384.
7. Голоскоков С.В. и др. ТМФ, 1975, 24, с. 147.
8. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. JINR, E2-4455, Dubna, 1969.
9. Jin Y.S., Martin A. Phys.Rev., 1964, 135B, pp. 1369, 1375.
10. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ОИЯИ, Р2-81-198, Дубна, 1981.
11. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ЭЧАЯ, 1970, 1, с. 91.
12. Соловьев Л.Д., Щелкачев А.В. ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 571.
13. Barger V. Rapp. Talk at the XVII Int.Confer. on High Energy Phys. London, 1974.
14. Nam R.A. et al. In: Proc. of XVIII Int.Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977, p. A1-18.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1982 года.



Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. Р2-82-450

Рост полных сечений и ограничение на величину спиновых эффектов в высокоэнергетическом рассеянии ядронов на малые углы

В рамках квазипотенциального подхода показано, что медленно вымирающие с ростом энергии вклады спиновых эффектов в дифференциальные сечения за вторым дифракционным максимумом приводят к аномально быстрому росту полных сечений, не наблюдаемому экспериментально.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Teplyakov V.G. P2-82-450

Total-Cross-Section Growth and Limitation on Spin-Effects Value in High Energy Hadron Scattering at Small Angles

In the framework of the quasipotential approach it is shown that a slow decreasing contribution of spin effects in to the differential cross sections above the second diffraction maximum leads to the extremely fast total cross section growth which is not observed experimentally.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.