объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-82-823

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

РОЛЬ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В РОСТЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал
"Теоретическая и математическая физика"

1982

Изучение процессов рассеяния адронов при высоких энергиях является в настоящее время одним из наиболее актуальных направлений физики элементарных частиц. Эта проблема рассматривается с точки зрения различных моделей и подходов, среди которых важное место занимает квазипотенциальный метод Логунова-Тавхелидзе [1]. Опираясь на основные положения квантовой теории поля, он позволяет рассматривать имеющиеся модели единым образом, проливая свет на связь между различными физическими закономерностями. Используя гипотезу о существовании гладкого локального квазипотенциала, адекватно описывающего динамику сильных взаимодействий при высоких энергиях [2], квазипотенциальный подход приводит к эйкональному представлению для амплитуды упругого рассеяния адронов на малые углы [3]. Исходя из требования справедливости эйконального представления в работе [4] было показано, что спиновые эффекты в области малых углов рассеяния должны быстро убывать с ростом энергии. Модели, использующие такое предположение, получили широкое распространение [5]. Для ряда моделей, однако, характерны медленно меняющиеся с энергией вклады амплитуд с переворотом спина в дифференциальные сечения [6]. Следует отметить, что в них, как правило, используется стандартное эйкональное представление для спиральных амплитуд. Исследование этого случая на основе квазипотенциального уравнения для частиц со спинами 0, 1/2 показало [7], что существование медленно вымирающих вкладов спиновых эффектов в дифференциальное сечение приводит к модификации эйконального представления и росту полных сечений, имеющему спиновый характер.

Настоящая работа посвящена исследованию рассеяния двух частиц со спинами 1/2 в пределе высоких энергий и фиксированных передач импульса на квазипотенциале, содержащем члены, приводящие к слабо зависящим от энергии вкладам в амплитуду с однократным изменением спиральности. Найдены главные асимптотические члены амплитуд без изменения спиральностей и с однократным изменением спиральностей частиц. Показано, что наличие медленно вымирающих с возрастанием энергии спиновых эффектов в нуклон-нуклонном рассеянии с необходимостью приводит к росту полных сечений.

Квазипотенциальное уравнение для волновой функции двух частиц со спинами 1/2 и массами m в системе центра масс может быть записано в виде [8]:

$$[E - \hat{I} \otimes \hat{H}(-i\vec{\nabla}) - \hat{H}(i\vec{\nabla}) \otimes \hat{I} + \gamma_0 \otimes \gamma_0 \hat{V}(r,E)]\, \Psi_p(\vec{r}) = 0, \qquad /1/$$

где

$$\hat{H}(i\vec{\nabla}) = m\gamma_0 + i\alpha\vec{\nabla},$$

$$E = \sqrt{s} = 2\sqrt{m^2+\vec{p}^{\,2}} = 2\sqrt{m^2+\vec{p}^{\,\prime 2}} \simeq 2p,$$

$\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ - импульсы частиц в начальном и конечном состояниях, а $\hat{I}$ - единичная матрица 4x4.

Квазипотенциал выбираем с матричной структурой, определенной в [4], и аномальными членами, приводящими к медленно изменяющимся с энергией вкладам спиновых эффектов в дифференциальное сечение:

$$\hat{V}(\vec{r},E) = \frac{\sqrt{s}}{2}\alpha(\vec{r},E) + a(\vec{r},E) + [\hat{I}\otimes\hat{n}(-\vec{e}) + \hat{n}(\vec{e})\otimes\hat{I}]\times$$

$$\times\left[\frac{\sqrt{s}}{2}\beta(\vec{r},E) + b(\vec{r},E)\right] + \hat{n}(\vec{e})\otimes\hat{n}(-\vec{e})\,d(\vec{r},E), \qquad /2/$$

где

$$\vec{e} = \frac{\vec{p}+\vec{p}\,'}{2}, \qquad \hat{n}(\vec{e}) = \gamma_0 - \frac{\vec{e}}{|\vec{e}|}\vec{\gamma},$$

α, a, β, b, d - скалярные функции, слабо зависящие от энергии.

Учитывая, что эйкональное представление для амплитуды NN-рассеяния хорошо работает в области высоких энергий и ограниченных передач импульса, будем считать, что [7]

$$\alpha(\vec{r},E) \ll 1, \quad \beta(\vec{r},E) \ll 1. \qquad /3/$$

В дальнейшем ось z выбираем по направлению импульса налетающей частицы.

Для решения уравнения /1/ шестнадцатикомпонентную волновую функцию $\Psi_p(r)$ будем искать в виде:

$$\Psi_p = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{bmatrix}, \qquad /4/$$

где f_1, f_2, f_3 и f_4 - четырехкомпонентные функции. Тогда уравнение /1/ с квазипотенциалом /2/ приводит к следующей системе:

$$u f_1 + y_1 f_2 - y_2 f_3 + h f_4 = 0, \qquad /5а/$$

$$y_1 f_1 + z f_2 + h f_3 - x_2 f_4 = 0, \qquad /5б/$$

$$-y_2 f_1 + h f_2 + z f_3 + x_1 f_4 = 0, \qquad /5в/$$

$$h f_1 - x_2 f_2 + x_1 f_3 + v f_4 = 0, \qquad /5г/$$

где введены обозначения:

$$u = 2p\left(1 + \frac{\alpha}{2} + \beta\right) + 2(b-m) + a + d,$$

$$z = 2p\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) - a + d,$$

$$v = 2p\left(1 + \frac{\alpha}{2} - \beta\right) - 2(b-m) + a + d,$$

$$x_j = i\vec{\sigma}^{(j)}\vec{\nabla} + \sigma_z^{(j)}(-\beta p - b + d) - \frac{1}{2}\vec{\sigma}_\perp^{(j)}\vec{\Delta}_\perp\beta, \quad j = 1,2$$

$$y_j = i\vec{\sigma}^{(j)}\vec{\nabla} + \sigma_z^{(j)}(\beta p + b + d) + \frac{1}{2}\vec{\sigma}_\perp^{(j)}\vec{\Delta}_\perp\beta,$$

$$h = -\sigma_z^{(1)}\sigma_z^{(2)}\,d,$$

$$\sigma^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\otimes\sigma, \qquad \sigma^{(2)} = \sigma\otimes\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

σ - матрицы Паули.

Из уравнения /5в/ имеем:

$$f_3 = \frac{1}{z}(y_2 f_1 - h f_2 - x_1 f_4). \qquad /6/$$

Используя /6/, получаем из /5б/, /5г/ и /5а/:

$$f_2 = \frac{1}{\omega}\left(y_1 + h\frac{1}{z}y_2\right)f_1 + \frac{1}{\omega}\left(x_2 + h\frac{1}{z}x_1\right)f_4, \qquad /7/$$

$$f_4 = -\frac{1}{A}B f_1, \qquad /8/$$

$$\left(\tilde{A} - \tilde{B}\frac{1}{A}B\right)f_1 = 0, \qquad /9/$$

где

$$A = v - x_1\frac{1}{z}x_1 - \left(x_2 + x_1\frac{1}{z}h\right)\frac{1}{\omega}\left(x_2 + h\frac{1}{z}x_1\right), \qquad /10/$$

$$B = h + x_1 \frac{1}{z} y_2 + (x_2 + x_1 \frac{1}{z} h) \frac{1}{\omega} (y_1 + h \frac{1}{z} y_2), \qquad /11/$$

$$\omega = z - h \frac{1}{z} h$$

а операторы $\tilde{A}$ и $\tilde{B}$ отличаются соответственно от A и B заменой

$$x_1 \to y_2, \quad x_2 \to y_1, \quad u \to v.$$

Решение уравнения /9/ ищем в виде:

$$f_1(r) = e^{ip\kappa(r)} F(r). \qquad /12/$$

Потребовав, чтобы в пределе высоких энергий и ограниченных передач импульса плотность тока, соответствующая рассеянной частице, была направлена по импульсу налетающей частицы /7/, имеем

$$\vec{\nabla} \kappa = \vec{n}_z \partial_z \kappa. \qquad /13/$$

Использование равенства

$$e^{-ip\kappa} \vec{\nabla} e^{ip\kappa} = \vec{\nabla} + ip (\vec{\nabla} \kappa)$$

и условия /13/ приводит к следующему уравнению для функции F:

$$[\tilde{A}_1 p + \tilde{A}_0 - (\tilde{B}_1 p + \tilde{B}_0) \frac{1}{A_1 p + A_0} (B_1 p + B_0)] F = 0,$$

где

$$A_1 = 2 (1 + \frac{\alpha}{2} - \beta - \epsilon_+ \phi_+),$$

$$A_0 = 2 (m - b) - (a + d) + 2i (\partial_z \phi_+) + 4i \phi_+ \partial_z + 4(d - b) \phi_+ +$$

$$+ 2 (d - 2a) \phi_+^2 - ([\vec{\sigma}^{(1)}, \vec{\nabla}]_z \phi_+) - ([\vec{\sigma}^{(2)}, \vec{\nabla}]_z \phi_+),$$

$$B_1 = 2\epsilon_+ \phi_- \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)},$$

$$B_0 = -i \phi_- (\sigma_z^{(1)} \vec{\sigma}^{(2)} \vec{\nabla} + \sigma_z^{(2)} \vec{\sigma}^{(1)} \vec{\nabla}) -$$

$$- i (\sigma_z^{(1)} \vec{\sigma}^{(2)} \vec{\nabla} + \sigma_z^{(2)} \vec{\sigma}^{(1)} \vec{\nabla}) \phi_+ -$$

$$-[d + 2(d - b) \phi_- + 2(d + b) \phi_+ + 2(a + 2b) \phi_+ \phi_-] \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)} -$$

$$- \frac{1}{2} \beta (\phi_+ - \phi_-) (\vec{\sigma}_\perp^{(1)} \sigma_z^{(2)} - \vec{\sigma}_\perp^{(2)} \sigma_z^{(1)}) \vec{\Delta}_\perp,$$

$$\phi_\pm = \frac{\epsilon_\pm}{2 - \alpha}, \qquad \epsilon_\pm = (\partial_z \kappa) \pm \beta.$$

Операторы $\tilde{A}_1$, $\tilde{A}_0$, $\tilde{B}_1$, $\tilde{B}_0$ получаются соответственно из A_1, A_0, B_1, B_0 путем замены

$$\beta \to -\beta, \quad b \to -b, \quad m \to -m, \quad \vec{\sigma}^{(1)} \to \vec{\sigma}^{(2)}.$$

Разлагая левую часть уравнения /14/ в ряд по степеням $1/p$ и приравнивая нулю коэффициенты при двух старших степенях, получаем:

$$\tilde{A}_1 - \tilde{B}_1 \frac{1}{A_1} B_1 = 0, \qquad /15/$$

$$[\tilde{A}_0 - \tilde{B}_0 \frac{1}{A_1} B_1 + \tilde{B}_1 \frac{1}{A_1^2} A_0 B_1 - \tilde{B}_1 \frac{1}{A_1} B_0] F = 0. \qquad /16/$$

Ниже мы будем удерживать только слагаемые, дающие вклад в два старших по $1/p$, α, β члена эйкональной фазы χ_0, определяющей амплитуду без переворота спина, и в главный член фазы χ_1, входящей в амплитуду с переворотом спина, см. /21/.

В результате /15/, /16/ преобразуются к виду:

$$\partial_z \kappa = 1 - \frac{\alpha^2}{8} - 2\beta^2, \qquad /17/$$

$$\partial_z F = \frac{1}{2i} \{4d - [\vec{\sigma}^{(1)} + \vec{\sigma}^{(2)}, \vec{n}_\rho] \frac{d\beta}{d\rho}\} F. \qquad /18/$$

Из /17/ и /18/ имеем:

$$\kappa(\vec{r}) = z - 2 \int_{-\infty}^{z} [\beta^2(\rho, z') + \frac{\alpha^2(\rho, z')}{16}] dz', \qquad /19/$$

$$F(\vec{r}) = e^{\frac{2}{i} \int_{-\infty}^{\infty} d(\rho, z') dz'} \{1 + \frac{1}{4} [J^{(1)}(\vec{r}) + J^{(2)}(\vec{r})]\}, \qquad /20/$$

где

$$J^{(1,2)}(\vec{r}) = \frac{2}{i} [\sigma^{(1,2)}, \vec{n}_\rho] \int_{-\infty}^{z} \frac{d\beta(\rho, z')}{d\rho} dz', \qquad \vec{n}_\rho = \frac{\vec{\rho}}{|\vec{\rho}|}.$$

$$B = h + x_1 \frac{1}{z} y_2 + (x_2 + x_1 \frac{1}{z} h) \frac{1}{\omega} (y_1 + h \frac{1}{z} y_2), \qquad /11/$$

$$\omega = z - h \frac{1}{z} h$$

а операторы $\tilde{A}$ и $\tilde{B}$ отличаются соответственно от A и B заменой

$$x_1 \to y_2, \quad x_2 \to y_1, \quad u \to v.$$

Решение уравнения /9/ ищем в виде:

$$f_1(r) = e^{ip\kappa(r)} F(r). \qquad /12/$$

Потребовав, чтобы в пределе высоких энергий и ограниченных передач импульса плотность тока, соответствующая рассеянной частице, была направлена по импульсу налетающей частицы /7/, имеем

$$\vec{\nabla} \kappa = \vec{n}_z \partial_z \kappa. \qquad /13/$$

Использование равенства

$$e^{-ip\kappa} \vec{\nabla} e^{ip\kappa} = \vec{\nabla} + ip (\vec{\nabla} \kappa)$$

и условия /13/ приводит к следующему уравнению для функции F:

$$[\tilde{A}_1 p + \tilde{A}_0 - (\tilde{B}_1 p + \tilde{B}_0) \frac{1}{A_1 p + A_0} (B_1 p + B_0)] F = 0,$$

где

$$A_1 = 2 (1 + \frac{a}{2} - \beta - \epsilon_+ \phi_+),$$

$$A_0 = 2 (m - b) - (a + d) + 2i (\partial_z \phi_+) + 4i \phi_+ \partial_z + 4(d - b) \phi_+ +$$

$$+ 2 (d - 2a) \phi_+^2 - ([\vec{\sigma}^{(1)}, \vec{\nabla}]_z \phi_+) - ([\vec{\sigma}^{(2)}, \vec{\nabla}]_z \phi_+),$$

$$B_1 = 2\epsilon_+ \phi_- \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)},$$

$$B_0 = -i \phi_- (\sigma_z^{(1)} \vec{\sigma}^{(2)} \vec{\nabla} + \sigma_z^{(2)} \vec{\sigma}^{(1)} \vec{\nabla}) -$$

$$- i (\sigma_z^{(1)} \vec{\sigma}^{(2)} \vec{\nabla} + \sigma_z^{(2)} \vec{\sigma}^{(1)} \vec{\nabla}) \phi_+ -$$

$$-[d + 2(d - b) \phi_- + 2(d + b) \phi_+ + 2(a + 2b) \phi_+ \phi_-] \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)} -$$

$$- \frac{1}{2} \beta (\phi_+ - \phi_-) (\vec{\sigma}_\perp^{(1)} \sigma_z^{(2)} - \vec{\sigma}_\perp^{(2)} \sigma_z^{(1)}) \vec{\Delta}_\perp,$$

$$\phi_\pm = \frac{\epsilon_\pm}{2 - a}, \qquad \epsilon_\pm = (\partial_z \kappa) \pm \beta.$$

Операторы $\tilde{A}_1$, $\tilde{A}_0$, $\tilde{B}_1$, $\tilde{B}_0$ получаются соответственно из A_1, A_0, B_1, B_0 путем замены

$$\beta \to -\beta, \quad b \to -b, \quad m \to -m, \quad \vec{\sigma}^{(1)} \to \vec{\sigma}^{(2)}.$$

Разлагая левую часть уравнения /14/ в ряд по степеням $1/p$ и приравнивая нулю коэффициенты при двух старших степенях, получаем:

$$\tilde{A}_1 - \tilde{B}_1 \frac{1}{A_1} B_1 = 0, \qquad /15/$$

$$[\tilde{A}_0 - \tilde{B}_0 \frac{1}{A_1} B_1 + \tilde{B}_1 \frac{1}{A_1^2} A_0 B_1 - \tilde{B}_1 \frac{1}{A_1} B_0] F = 0. \qquad /16/$$

Ниже мы будем удерживать только слагаемые, дающие вклад в два старших по $1/p$, a, β члена эйкональной фазы χ_0, определяющей амплитуду без переворота спина, и в главный член фазы χ_1, входящей в амплитуду с переворотом спина, см. /21/.

В результате /15/, /16/ преобразуются к виду:

$$\partial_z \kappa = 1 - \frac{a^2}{8} - 2\beta^2, \qquad /17/$$

$$\partial_z F = \frac{1}{2i} \{4d - [\vec{\sigma}^{(1)} + \vec{\sigma}^{(2)}, \vec{n}_\rho] \frac{d\beta}{d\rho}\} F. \qquad /18/$$

Из /17/ и /18/ имеем:

$$\kappa(\vec{r}) = z - 2 \int_{-\infty}^{z} [\beta^2(\rho, z') + \frac{a^2(\rho, z')}{16}] dz', \qquad /19/$$

$$F(\vec{r}) = e^{\frac{2}{i} \int_{-\infty}^{\infty} d(\rho, z') dz'} \{1 + \frac{1}{4} [J^{(1)}(\vec{r}) + J^{(2)}(\vec{r})]\}, \qquad /20/$$

где

$$J^{(1,2)}(\vec{r}) = \frac{2}{i} [\sigma^{(1,2)}, \vec{n}_\rho] \int_{-\infty}^{z} \frac{d\beta(\rho, z')}{d\rho} dz', \qquad \vec{n}_\rho = \frac{\vec{\rho}}{|\vec{\rho}|}.$$

Подставляя /19/, /20/ в /12/ и используя /6-8/, получаем

$$\Psi_p \simeq \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 \\ \sigma_z^{(1)}(1+\frac{\alpha}{2}+2\beta-\frac{1}{p}J^{(1)}) \\ -\sigma_z^{(2)}(1+\frac{\alpha}{2}+2\beta-\frac{1}{p}J^{(2)}) \\ -\sigma_z^{(1)}\sigma_z^{(2)}[1+4\beta-\frac{1}{p}(J^{(1)}+J^{(2)})] \end{bmatrix} e^{ip\kappa(r)} F(\vec{r}).$$

Определяя амплитуду рассеяния соотношением

$$T(\vec{p}',\vec{p}) = \frac{1}{4\pi}\int d\vec{r}\,\bar{\Psi}_{p'}(\vec{r})\,\hat{V}(\vec{r})\,\Psi_p(\vec{r}),$$

где

$$\Psi_p^{(0)} \simeq \frac{1}{2}[1,\ -\sigma_z^{(1)}+\frac{1}{p}\vec{\sigma}_\perp^{(1)}\vec{\Delta}_\perp,\ \sigma_z^{(2)}-\frac{1}{p}\vec{\sigma}_\perp^{(2)}\vec{\Delta}_\perp,\ -\sigma_z^{(1)}\sigma_z^{(2)}+$$
$$+\frac{1}{p}(\sigma_z^{(1)}\vec{\sigma}_\perp^{(2)}+\sigma_z^{(2)}\vec{\sigma}_\perp^{(1)})\vec{\Delta}]$$

- свободное решение уравнения /1/, получаем в пределе $p\to\infty$:

$$T(p',p) = T_{++,++}(p',p)+\sigma_y^{(1)}T_{++,+-}(p',p)+\sigma_y^{(2)}T_{++,-+}(p',p),$$

где

$$T_{++,++}(\vec{p}',\vec{p}) = i\int\rho\,d\rho\,J_0(\rho\Delta)\,[1-e^{\chi_0(s,\rho)}],$$

$$T_{++,+-}(\vec{p}',\vec{p}) = T_{++,-+}(\vec{p}',\vec{p}) = i\int\rho\,d\rho\,J_1(\rho\Delta)\,\chi_1(s,\rho)\,e^{\chi_0(s,\rho)} \qquad /21/$$

$$\chi_0(s,\rho) = -\frac{2}{i}\int_{-\infty}^{\infty}\{d(\rho,z)-\frac{\sqrt{s}}{2}[\beta^2(\rho,z)+\frac{1}{16}\alpha^2(\rho,z)]\}dz,$$

$$\chi_1(s,\rho) = \frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial\beta(\rho,z)}{\partial\rho}dz.$$

Отметим, что квазипотенциалы a , b дают вклад в следующие по 1/p члены спиральных амплитуд. Амплитуды с двойным переворотом спина в случае выбора аномальных членов квазипотенциала вида /2/ оказываются степенным образом подавлены.

Выражения /21/ для амплитуд без переворота и с переворотом спина имеют эйкональную форму, однако фаза χ_0 содержит быстро растущий с энергией член, квадратичный по аномальным членам α и β квазипотенциала $\hat{V}$, отсутствующий в стандартном эйкональном представлении. Очевидно, что при достаточно высоких энергиях в эйкональной фазе χ_0 будет доминировать растущее с энергией слагаемое, что приведет к росту полных сечений[7].

В отличие от традиционных механизмов роста полных сечений[9], связанных с возрастанием радиуса взаимодействия и изменением "прозрачности" частиц с ростом энергии, полученный здесь механизм носит спиновый характер и имеет следующую физическую природу. При наличии аномальных членов в квазипотенциале /2/ в амплитуде рассеяния без переворота спина при достаточно высоких энергиях определяющими оказываются вклады с двукратным переворотом спина одной или двух частиц, пропорциональные $\beta^2(s,r)$ и $\alpha^2(s,r)$ соответственно. Квазипотенциальное уравнение позволяет просуммировать эти члены. В результате они экспоненцируются и дают вклад в эйкональную фазу χ_0.

Таким образом, в настоящей работе на основе квазипотенциального уравнения для волновой функции двух частиц со спинами 1/2 найдены главные асимптотические члены амплитуд без переворота и с переворотом спина в случае рассеяния на квазипотенциале, содержащем слагаемые, приводящие к медленно меняющимся с энергией вкладам амплитуд с переворотом спина в дифференциальное сечение. Показано, что наличие медленно вымирающих с энергией спиновых эффектов неизбежно приводит к росту полных сечений, имеющему спиновый характер.

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., Хрусталев О.А. ЭЧАЯ, 1970, т.1, с.73.
3. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ЭЧАЯ, 1970, т.1, с.92.
4. Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.1000.
5. 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.

6. 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.
7. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ОИЯИ, Р2-82-450, Дубна, 1982.
8. Хелашвили А.А. ОИЯИ, Р2-4327, Дубна, 1969.
9. Barger V. Rapp. Talk at XVII Int. Conf. on High Energy Physics, London, 1974; Hayot F., Sukhatme U.P. Phys.Rev., 1974, D10, p.2183; Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1973, B59, p.231; Buras A.I., Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1974, B71, p.481.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 декабря 1982 года.

Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. Р2-82-823
Роль спиновых эффектов в росте полных сечений нуклон-нуклонного рассеяния при сверхвысоких энергиях

В рамках квазипотенциального подхода показано, что медленно вымирающие с ростом энергии вклады спиновых эффектов в нуклон-нуклонное рассеяние приводят к росту полных сечений, обусловленному спиновыми эффектами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Teplyakov V.G. P2-82-823
Role of Spin Effects in Nucleon-Nucleon Total Cross Section Growth at Superhigh Energies

In the framework of the quasipotential approach it is shown that a slow decreasing contribution of spin effects into the nucleon-nucleon scattering leads to the spin mechanism of the total cross section growth.

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.