объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-82-822

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

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРОТОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ В МОДЕЛИ, УЧИТЫВАЮЩЕЙ МЕЗОННУЮ "ШУБУ" АДРОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

В отсутствие последовательной теории сильного взаимодействия на больших расстояниях значительное внимание уделяется развитию динамических моделей, способных передать свойства процессов рассеяния на малые углы при высоких энергиях /см., например[1]/. Различные модели, как правило, позволяют получить лишь борновский член амплитуды рассеяния. Наиболее последовательно восстановление полной амплитуды может быть проведено в рамках квазипотенциального метода[2] с помощью динамического уравнения для амплитуды рассеяния. Гладкость локального квазипотенциала, гипотеза о которой была высказана в[3], приводит к эйкональному представлению для спиральных амплитуд высокоэнергетического упругого рассеяния адронов на малые углы[4,5].

Как показано в[5], стандартное эйкональное представление справедливо лишь при определенных ограничениях на энергетическую зависимость квазипотенциала, которые приводят к быстрому вымиранию амплитуд с изменением спиральностей при росте энергии.

Ряд моделей приводит, однако, к спиновым эффектам, слабо изменяющимся с увеличением энергии. Исследование таких моделей в рамках квазипотенциального подхода привело к обнаружению возможности роста полных сечений, обусловленного вкладами амплитуды с переворотом спина в амплитуду без изменения спиральности[6].

Одной из динамических моделей, приводящих к такому эффекту, как показано в[7] на примере мезон-нуклонного рассеяния, является модель мезонной "шубы" адрона, учитывающая спин взаимодействующих частиц. Бесспиновый вариант модели позволил количественно передать все свойства упругого рассеяния адронов в широкой области передач импульса.

В настоящей работе модель мезонной шубы построена для случая нуклон-нуклонного рассеяния с учетом спина нуклонов. Вычислены эйкональные фазы нуклон-нуклонного рассеяния. Показано, что и в этом случае возможен эффект роста полных сечений, обусловленный спиновым механизмом. Обсуждены его следствия при сверхвысоких энергиях и возможности обнаружения.

Как и в работе[7], будем предполагать, что нуклон состоит из центральной части /где находятся валентные кварки/, которая окружена мезонной "шубой", состоящей преимущественно из π-мезонов. Тогда основной вклад в NN-рассеяние дадут диаграммы, изображенные на рис.1, а соответствующая амплитуда рассеяния будет иметь вид:

$$T(s,t) = T_{ц}(s,t) + T_{п}(s,t),$$

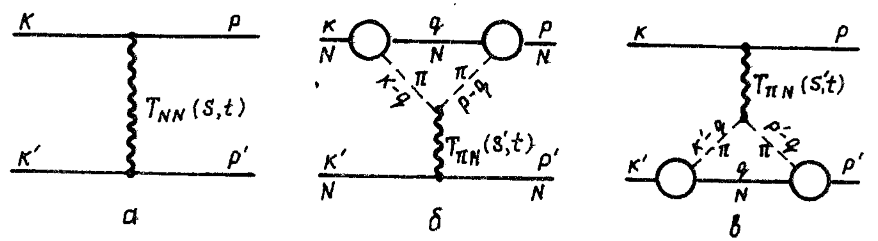


Рис.1. Простейшие диаграммы NN-рассеяния, учитывающие вклад мезонной "шубы" нуклона.

где $T_{ц}(s,t)$ соответствует диаграмме 1а и описывает взаимодействие между центральными частями нуклонов, а $T_{п}(s,t)$ - сумме вкладов диаграмм 1б и 1в, отвечающих взаимодействию центральной части одного из нуклонов с периферической частью /"шубой"/ другого.

Для вклада диаграммы 1б справедливо следующее представление:

$$T_{пб}(s,t) = \frac{g^2}{(2\pi)^4} \int d^4 q\, T_{\pi N}(s',t)\phi[(k-q)^2, q^2]\phi[(p-q)^2, q^2] *$$

$$* \frac{\bar{u}(\vec{p})\gamma_5 (q+M)\gamma_5 u(\vec{k})}{(q^2-M^2+i\epsilon)[(k-q)^2-\mu^2+i\epsilon][(p-q)^2-\mu^2+i\epsilon]},$$

где μ и M - массы пиона и нуклона соответственно,

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

Функция ϕ описывает распределение материи внутри нуклона. Считая, что она пропорциональна электромагнитному формфактору протона, используем для нее дипольную параметризацию, что может быть сделано, так как нуклон в промежуточном состоянии находится вблизи массовой поверхности

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

$T_{\pi N}$ - релятивистски инвариантная амплитуда πN-рассеяния, имеющая вид:

$$T_{\pi N}(s',t) = \bar{u}(-\vec{p})\left[\frac{1}{2}\sqrt{s'}A(s',t) + \left(\frac{\hat{p}+\hat{k}}{2} - \hat{q}\right)B(s',t)\right]u(-\vec{k}), \qquad /1/$$

здесь A и B - скалярные функции, слабо зависящие от s'.

После перехода к переменным светового фронта q_+, q_-, $q_\perp$, $q_\pm = q_0 \pm q_z$, $q_+ = xk_+$ и интегрирования по q_- для $T_{п} = T_{пб} + T_{пв}$, получаем следующее представление, справедливое при высоких энергиях и ограниченных передачах импульса:

$$T_{п}(s,t) = \bar{u}(-\vec{p})\bar{u}(\vec{p})\{\bar{a}_{п}(s,t) + \bar{b}_{п}(s,t)[\hat{n}(\ell)\otimes\hat{I} + \hat{I}\otimes\hat{n}(-\ell)] + \qquad /2/$$

$$+ d_{\Pi}(s,t)\hat{n}(\ell)\otimes\hat{n}(-\ell)\}\, u(-k)u(k).$$

Здесь

$$\vec{\ell} = \frac{\vec{p}+\vec{k}}{2},$$

$$\hat{n}(\vec{\ell}) = \gamma_0 - \vec{\gamma}\vec{\ell}/|\vec{\ell}|,$$

$\hat{I}$ - единичная матрица 4x4,

$$\tilde{a}_{\Pi} = \alpha_{\Pi}\frac{\sqrt{s}}{2} + a_{\Pi}, \qquad /3/$$

$$\alpha_{\Pi}(s,t) = -\frac{4g^2\beta^8}{(2\pi)^3} M\int_0^1 dx\, x^5(1-x)^{3/2} J_0(x,t)A(s(1-x),t), \qquad /4/$$

$$a_{\Pi}(s,t) = \frac{2g^2\beta^8}{(2\pi)^3}\vec{\Delta}^2\int_0^1 dx\, x^5\sqrt{1-x}\, J_2(x,t)A(s(1-x),t), \qquad /5/$$

$$\tilde{b}_{\Pi} = \beta\frac{\sqrt{s}}{2} + b_{\Pi}, \qquad /6/$$

$$\beta_{\Pi}(s,t) = -\frac{2g^2\beta^8}{(2\pi)^3} M\int_0^1 dx\, x^5(1-x)^2 J_0(x,t)B(s(1-x),t), \qquad /7/$$

$$b_{\Pi}(s,t) = \frac{2g^2\beta^8}{(2\pi)^3}\int_0^1 dx\, x^5\{\frac{\vec{\Delta}^2}{2}J_2(x,t)(1-x)B(s(1-x),t) + \qquad /8/$$

$$+\frac{1}{4}[M^2\frac{(1-x^2)}{x}J_0(x,t) + \vec{\Delta}^2 J_2(x,t) + \frac{1}{x}J_1(x,t)]\sqrt{1-x}\,A(s(1-x),t)\},$$

$$d_{\Pi}(s,t) = \frac{g^2\beta^8}{(2\pi)^3}\int_0^1 dx\, x^5[M^2\frac{(1-x^2)}{x}J_0(x,t) + \vec{\Delta}^2 J_2(x,t) + \qquad /9/$$

$$+\frac{1}{x}J_1(x,t)](1-x)B(s(1-x),t),$$

где

$$J_{0,1}(x,t) = \int\frac{(1,\vec{q}_\perp^{\,2})\, d^2q_\perp}{(\vec{q}_\perp^{\,2}+\nu)(\vec{q}_\perp^{\,2}+\delta)^2(\vec{q}_\perp^{\,\prime 2}+\nu)(\vec{q}_\perp^{\,\prime 2}+\delta)^2}, \qquad /10/$$

$$\vec{\Delta}J_2(x,t) = -\int\frac{\vec{q}_\perp d^2q_\perp}{(\vec{q}_\perp^{\,2}+\nu)(\vec{q}_\perp^{\,2}+\delta)^2(\vec{q}_\perp^{\,\prime 2}+\nu)(\vec{q}_\perp^{\,\prime 2}+\delta)^2},$$

$$\nu = M^2(1-x)^2 + \mu^2 x, \quad \delta = M^2(1-x)^2 + \beta^2 x.$$

$$\vec{q}_\perp^{\,\prime} = \vec{q}_\perp + x\vec{\Delta}, \quad \vec{\Delta} = \vec{p} - \vec{k}.$$

Интегралы /10/ легко вычисляются, но их окончательный вид из-за громоздкости мы здесь приводить не будем.

Формулы /2-9/ дают вклад области больших расстояний в борновский член амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния. Соответствующий квазипотенциал в r-пространстве определяется с помощью фурье-преобразования.

Как видно из /3-8/, квазипотенциалы α_{Π}, a_{Π}, β_{Π}, b_{Π} и d_{Π} медленно изменяются с ростом энергии. Это приводит к аномальному поведению квазипотенциалов $\tilde{a}_{\Pi}$ и $\tilde{b}_{\Pi}$:

$$\tilde{a}_{\Pi} \sim \sqrt{s}, \quad \tilde{b}_{\Pi} \sim \sqrt{s}.$$

В результате ограничения на энергетическую зависимость квазипотенциалов, полученные в [5],

$$\tilde{a}, \tilde{b} \le \text{const},$$

при которых справедливо стандартное эйкональное представление, оказываются нарушенными, что может привести к модификации эйконального представления.

Вычисление интегралов /4,7/* показывает, что соответствующие им квазипотенциалы в r-пространстве малы:

$$\alpha(\vec{r}) \ll 1, \quad \beta(\vec{r}) \ll 1. \qquad /11/$$

Для изучения физических следствий, к которым приведет наличие в квазипотенциале аномальных членов α и β, рассмотрим квазипотенциальное уравнение для волновой функции двух частиц со спинами 1/2 и массами M в системе центра масс [8].

$$[E - \hat{I}\otimes\hat{H}(-i\vec{\nabla}) - \hat{H}(i\vec{\nabla})\otimes\hat{I} + \gamma_0\otimes\gamma_0\hat{V}(E,r)]\psi_p(\vec{r}) = 0, \qquad /12/$$

где

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

$$E = 2\sqrt{M^2+\vec{p}^{\,2}} = 2\sqrt{M^2+\vec{p}^{\,\prime 2}},$$

$\vec{p}$ и $\vec{p}^{\,\prime}$ - импульсы частицы в начальном и конечном состояниях.

Квазипотенциал $\hat{V}$ в соответствии с /2,3,6/ выбираем в виде:

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

Будем работать в системе координат, где ось z направлена вдоль p. Решение уравнения /12/ ищем в виде:

$$\psi_p(\vec{r}) = e^{ip\kappa(r)}F(\vec{r})$$

*В конкретных вычислениях была использована гауссова параметризация амплитуд πN-рассеяния в /1/.

с граничным условием

$$\psi_p(\vec r)\,|_{z\to-\infty} = \psi_p^{(0)}(\vec r)\,,$$

где $\psi_p^{(0)}(\vec r)$ - свободное решение уравнения /12/.

В пределе высоких энергий приходим к следующему уравнению:

$$\begin{bmatrix} 2(1+\frac{a}{2}+\beta), & I\otimes[-\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)+\sigma_z\beta], & [\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)-\sigma_z\beta]\otimes I & 0 \\ I\otimes[-\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)+\sigma_z\beta], & 2(1-\frac{a}{2}), & 0, & [\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)+\sigma_z\beta]\otimes I \\ [\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)-\sigma_z\beta]\otimes I, & 0, & 2(1-\frac{a}{2}), & I\otimes[-\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)-\sigma_z\beta] \\ 0, & [\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)+\sigma_z\beta]\otimes I, & I\otimes[-\vec\sigma(\vec\nabla\kappa)-\sigma_z\beta], & 2(1+\frac{a}{2}-\beta) \end{bmatrix} F(r)=0, \qquad /14/$$

где I - единичная матрица 2x2.

Приравнивая нулю определитель матрицы, стоящей в левой части этого уравнения, и потребовав, чтобы плотность тока, соответствующая искомой волновой функции, была направлена вдоль оси z, используя /13/ и /11/, получаем:

$$\vec\nabla\,\kappa(\vec r) = \vec n_z\,\frac{\partial}{\partial z}\kappa(\vec r)\,,$$

$$\frac{\partial\kappa(\vec r)}{\partial z} = 1-\frac{a^2(\vec r)}{8}-2\beta^2(\vec r)\,.$$

В результате находим следующее асимптотическое при $p\to\infty$ решение уравнения /12/:

$$\psi_p(r) = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 \\ (1+\frac{a}{2}+2\beta)\,I\otimes\sigma_z \\ -(1+\frac{a}{2}+2\beta)\,\sigma_z\otimes I \\ -(1+4\beta)\,\sigma_z\otimes\sigma_z \end{bmatrix} e^{ipz+\frac{p}{i}\int_{-\infty}^{z}[\frac{1}{8}a^2(\rho,z')+2\beta^2(\rho,z')]\,dz'}$$

Амплитуда рассеяния определяется равенством

$$T(p',p) = \frac{1}{4\pi}\int d\vec r\,\bar\psi_{p'}^{(0)}(\vec r)\,\hat V(\vec r)\,\psi_p(\vec r)\,,$$

которое приводит к выражению эйконального типа с эйкональной фазой, растущей с ростом энергии

$$T_{++,++}(p',p) = \frac{i}{2\pi}\int d^2\rho\, e^{i\Delta\rho}\,[1-e^{\frac{\sqrt s}{2}\chi_{ан}(\rho)}]\,,$$

где

$$\chi_{ан}(\rho) = \frac{2}{i}\int_{-\infty}^{\infty}[\beta^2(\rho,z)+\frac{1}{16}a^2(\rho,z)]\,dz\,.$$

Более точные вычисления позволяют определить амплитуды без переворота и с переворотом спина для квазипотенциала типа /2/. При этом имеем:

$$T_{++,++}(\vec p',\vec p) = i\int_0^\infty \rho\,d\rho\,J_0(\rho\Delta)\,[1-e^{\chi_0(s,\rho)}]\,,$$

$$T_{++,+-}(\vec p',\vec p) = -\int_0^\infty \rho\,d\rho\,J_1(\rho\Delta)\,\frac{d\chi_1(s,\rho)}{d\rho}\,e^{\chi_0(s,\rho)}\,, \qquad /15/$$

где

$$\chi_0(s,\rho) = -\frac{2}{i}\int_{-\infty}^{\infty}dz\,D(s,\vec r)+\frac{\sqrt s}{2}\chi_{ан}(\rho) = \chi(s,\rho)+\frac{\sqrt s}{2}\chi_{ан}(\rho)\,,$$

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

Квазипотенциал D определяет амплитуду без переворота спина и является суммой квазипотенциалов, отвечающих рассеянию каждого из нуклонов на мезонной "шубе" другого и на его центральной части

$$D(s,r) = d_Ц(s,r)+d_П(s,r)\,.$$

Нетрудно видеть, что для вычисления периферических частей амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния /4-9/ необходимо знание амплитуд мезон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях. Имеющаяся информация по πN-рассеянию позволяет с достаточной степенью точности аппроксимировать лишь амплитуду без переворота спина и, таким образом, вычислить вклад области больших расстояний в амплитуды $d_П$ и $\beta_П$, которые и дают основной вклад в амплитуды без переворота спина и с однократным переворотом спина NN-рассеяния /15/.

Эйкональные фазы $\chi_{0П}$ и $\chi_{1П}$ приведены на рис.2. На рис.3 показано отношение полученной в модели фазы $\chi_{0П}$ к фазе pp-рассеяния, полученной в /9/ при $\sqrt s$ =52,8 ГэВ, которая позволяет количественно описать весь имеющийся материал по pp-рассеянию при энергиях $\sqrt s \geq 19{,}4$ ГэВ в широкой области передач импульса. Легко видеть, что при $\rho > 7$ ГэВ$^{-1}$ полученная в модели периферическая часть эйкональной фазы правильно передает поведение полной эйкональной фазы pp-рассеяния.

Выражения /15/ имеют эйкональную форму, однако χ_0 содержит быстро растущий $\sim\sqrt s$ член, пропорциональный квадрату аномальных членов квазипотенциала $\hat V$. Этот член связан с вкладами в амплитуду без переворота спина механизма, обусловленного двукратным переворотом спина одной и двух частиц. Эти вклады, имеющие аномально быстрый рост, просуммированы с помощью квазипотенциального уравнения. Рост эйкональной фазы приводит к росту полных сечений, который имеет спиновый характер.

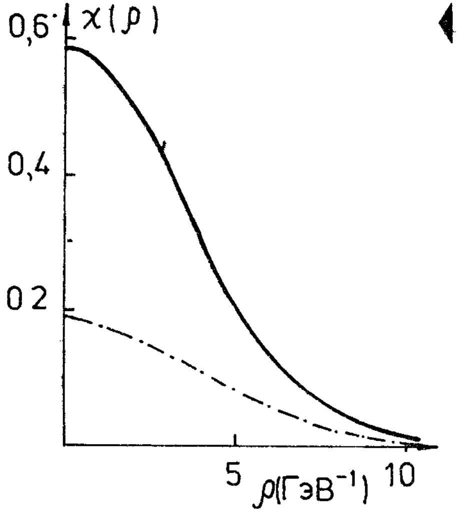
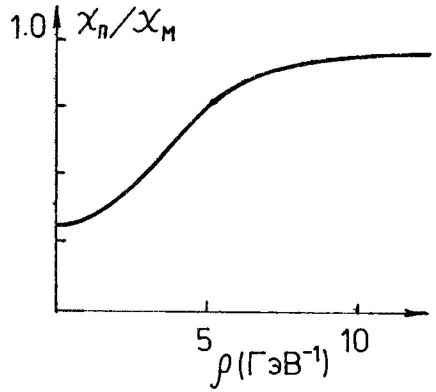


Рис.2. Вклад периферических эффектов в фазы нуклон-нуклонного рассеяния: ——— $(-\chi_0)$; ——— · ——— χ_1.

Рис.3. Отношение полученной в модели периферической части фазы к фазе, найденной в [9].



Следует отметить, что вычисленный в модели аномальный член приводит к полным сечениям, не превышающим значений, полученных для $p\bar{p}$ рассеяния при $\sqrt{s}=540$ ГэВ на коллайдере в ЦЕРН'е [10], однако существенно увеличивает дифференциальные сечения в области второго дифракционного максимума при $\sqrt{s}\sim 53$ ГэВ, что противоречит эксперименту. Это противоречие устраняется путем уменьшения в несколько раз аномального квазипотенциала β, что может быть достигнуто учетом, кроме нуклона в промежуточном состоянии, Δ_{33} изобары [11].

Будем считать, что этот эффект уменьшает аномальный член квазипотенциала β в три или более раз. Для оценки следствий, к которым приводят аномальные члены амплитуды рассеяния, выбираем эйкональную фазу χ в форме, предложенной в [12]:

$$\chi(s,\rho) = h\left(e^{-\mu(s)\sqrt{b^2(s)+\rho^2}} - e^{-2\mu(s)\sqrt{b^2(s)+\rho^2}}\right),$$

которая позволяет количественно передать все свойства pp-рассеяния. При выборе энергетической зависимости параметров использована модель геометрического скейлинга [13]

$$h = \text{const};\ \mu(s) = \mu_0/\kappa(s);\ b(s) = b_0\cdot\kappa(s);\ \kappa(s) = \sqrt{1+\alpha\left(\ln s - \frac{i\pi}{2}\right)}.$$

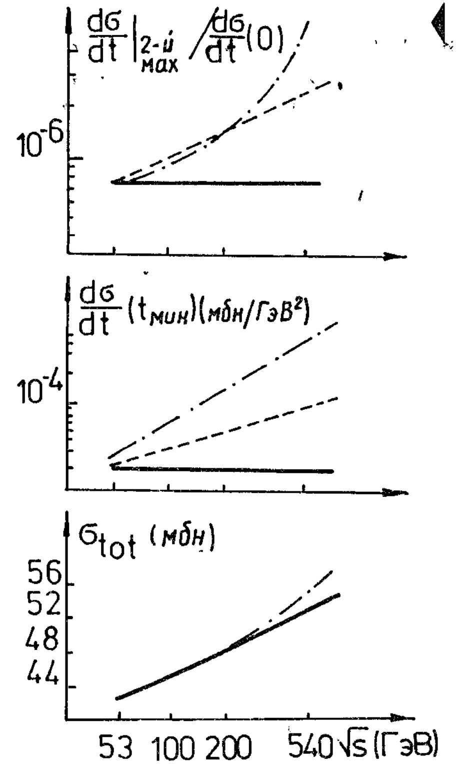
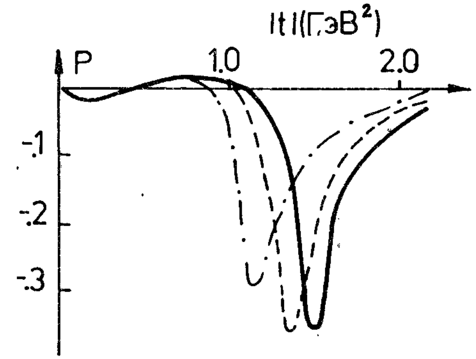


Рис.4. Предсказания для физических величин при сверхвысоких энергиях: ——— - модель геометрического скейлинга; --- - модель факторизованного эйконала; ——— · ——— - настоящая работа.

Рис.5. Предсказания для поляризации при энергиях: —·— - $\sqrt{s}=20$ ГэВ; --- - $\sqrt{s}=50$ ГэВ; ——— · ——— - $\sqrt{s}=200$ ГэВ.



Для $\chi_{ан}$ используем параметризацию:

$$\chi_{ан}(\rho) = (1-i)h_1\sqrt{\rho^2+b_1^2}\,K_1\left(\mu_1\sqrt{\rho^2+b_1^2}\right),$$

соответствующую наиболее простой экспоненциальной форме квазипотенциала.

Здесь множитель $(1-i)$ обеспечивает $s\to u$ кроссинг- симметрию амплитуды рассеяния.

Быстрое изменение эйкональной фазы с ростом энергии приводит к быстрому росту дифференциального сечения в области второго дифракционного максимума, а также к увеличению сечения в области дифракционного минимума и росту полных сечений. Эти эффекты показаны на рис.4. На рисунке приведены также предсказания модели геометрического скейлинга и факторизованного эйконала [14]:

$$h = h_0\, e^{\alpha\left(\ln s - \frac{i\pi}{2}\right)},\quad \mu = \text{const},\quad b = \text{const}$$

с параметрами, определенными в [15] в отсутствие аномального члена квазипотенциала. Измерение этих величин может дать косвенные указания на наличие аномального члена эйкональной фазы и, таким образом, на существование спинового механизма роста полных сечений.

Спиновый механизм роста полных сечений обусловлен слабо вымирающими с ростом энергии спиновыми эффектами, что проявляется в поляризации, которая при высоких энергиях в области дифракционного минимума оказывается большой и слабо зависит от изменения энергии /рис.5/.

Таким образом, в настоящей работе развита модель мезонной "шубы" адрона для нуклон-нуклонного рассеяния. Показано, что эта модель приводит к возможности роста полных сечений, обусловленного спиновым механизмом.

Проведена оценка эффектов, к которым приводят аномальные члены квазипотенциалов, найденные в модели.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Barger V. Rapp Talk at the XVII Int. Conf. on High Energy Physics, London, 1974; Kaidalov A.B. and Matveev V.A. Rapp.Talks at the XVIII Int. Conference on High Energy Physics Tbilisi, 1976; Tsarev V.A. Rapp. Talk at the XIX Int. Cont on High Enrgy, Tokyo, 1978.
2. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p. 380.
3. Alliluyev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. Phys.Lett., 1965, 18, p. 135.
4. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ЭЧАЯ, 1970, т. 1, с. 73.
5. Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1982, т. 35, с. 1000.
6. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ОИЯИ, Р2-82-450, Дубна, 1982.
7. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. ОИЯИ, Р2-82-632. Дубна, 1982.
8. Хелашвили А.А. ОИЯИ, Р2-4327, Дубна, 1969.
9. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ОИЯИ, Р2-82-356, Дубна, 1982.
10. Battiston R. et al. CERN, EP-82-111, Geneva, 1982. Arnison G. et al. CERN, EP-82-123, Geneva, 1982.
11. Боресков К.Г. и др. ЯФ, 1978, т. 27, с. 813.
12. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1980, т. 31, с. 741.
13. Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1973, B59, p. 231; Buras A.I., Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1974, B71, p. 481.
14. Hayot F., Sukhatme U.P. Phys.Rev., 1974, D10, p. 2183.
15. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1981, т.34, с. 235.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 декабря 1982 года.

Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. Р2-82-822
Спиновые эффекты протон-протонного рассеяния в модели, учитывающей мезонную "шубу" адрона

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

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Teplyakov V.G. P2-82-822
Spin Effects in Meson Cloud Model for Proton-Proton Scattering

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

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

Preprint of the Joint Instit

Перевод О.С.Виноградовой.