

82-356

С 323.5



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

3768/82

P2-82-356

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, О.В.Селюгин

РР и $\bar{P}P$ УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В МОДЕЛИ,
УЧИТЫВАЮЩЕЙ МЕЗОННУЮ "ШУБУ" АДРОНА

1982

$$\hat{T}(s, \vec{p}, \vec{k}) = \hat{V}(s, \vec{p}, \vec{k}) + \int d^3q \hat{V}(s, \vec{p}, \vec{q}) \frac{\hat{A}(s, \vec{q})}{E^2(\vec{q}) - E^2 - i0} T(s, \vec{q}, \vec{k}), \quad /1/$$

где $E(\vec{q}) = 2\sqrt{m^2 + \vec{q}^2}$; $E = \sqrt{s} = E(\vec{p}) = E(\vec{k})$ - полная энергия в системе центра масс; $m = m_1 = m_2$ - масса сталкивающейся частицы; $\hat{A}(s, \vec{q})$ - некоторая матрица, форма и ранг, которой зависят от спина взаимодействующих частиц.

Используя метод, развитый в /13/, можно показать, что для квазипотенциала, заданного представлением

$$\hat{V}(s, \vec{p}, \vec{k}) = g(s) \int_0^\infty dx \hat{\rho}(s, x, \vec{\ell} = \frac{\vec{p} + \vec{k}}{2}) \exp(-x(\vec{p} - \vec{k})^2), \quad /2/$$

главный член амплитуды рассеяния на малые углы может быть представлен в виде /4/

$$\hat{T}_{n+1}(s, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{i}{8p}\right)^n \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} \int_{-\infty}^\infty dz_1 \dots dz_{n+1} \theta(z_1 - z_2) \dots \theta(z_{n-1} - z_n) \hat{V}(\rho, z_1, \vec{\ell}) \hat{A}(s, \vec{\ell}) \hat{V}(\rho, z_2, \vec{\ell}) \hat{A}(s, \vec{\ell}) \dots \hat{A}(s, \vec{\ell}) \hat{V}(\rho, z_{n+1}, \vec{\ell}), \quad /3/$$

где $\hat{V}(\rho, z_i, \vec{\ell})$ - фурье-образ квазипотенциала /2/.

В случае рассеяния на протоне выделим из инвариантных амплитуд часть, не содержащую псевдовекторных и псевдоскалярных обменов в t-канале. Тогда квазипотенциал может быть записан в виде

$$\hat{V}_{pp}(s, \vec{r}, \vec{\ell}) = \hat{A}(s, \vec{r}) + B(s, \vec{r}) (\hat{n}_1(-\vec{\ell}) + \hat{n}_2(\vec{\ell})) + D(s, \vec{r}) \hat{n}_1(-\vec{\ell}) \hat{n}_2(\vec{\ell}), \quad /4/$$

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

здесь матрицы \hat{n}_1 и \hat{n}_2 связаны с первым и вторым нуклоном соответственно.

В результате несложных, но громоздких вычислений могут быть получены следующие выражения для спиральных амплитуд протон-протонного рассеяния на малые углы при высоких энергиях:

$$\mathbb{M}_{++,++}^{pp}(s, t) = \mathbb{M}_{+,-,+}^{pp}(s, t) = \frac{1}{\pi^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} (1 - e^{-2i \int_{-\infty}^\infty D(s, \vec{r}) dz}) = \frac{1}{\pi^3} f_0(D(s, \vec{r})); \quad /5/$$

$$\mathbb{M}_{+,-,+}^{pp}(s, t) = i/(2\pi)^3 \Delta/p f_1(D(s, \vec{r}), B(s, \vec{r}));$$

$$\mathbb{M}_{+,-,-}^{pp}(s, t) = -\mathbb{M}_{+,-,+}^{pp}(s, t) = 1/16\pi^3 \Delta^2/p^2 f_2(D(s, \vec{r}), B(s, \vec{r}), A(s, \vec{r})).$$

Отметим, что эйкональные представления для амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния /14/ справедливы только в случае выполнения определенного ограничения на характер энергетической зависимости квазипотенциала \hat{V} /12/:

$$\hat{V}_{pp}(E', \vec{r}) \leq \text{const},$$

и соответственно таких же ограничений для квазипотенциалов, входящих в /4,5/.

Из /5/ видно, что максимально допустимый рост квазипотенциалов приводит к постоянным полным сечениям, которые будут логарифмически возрастать при логарифмическом росте эффективного радиуса взаимодействия. При этом вклад амплитуд с переворотом спина в дифференциальные сечения в области $\Delta/p \ll 1$ падает степенным образом с ростом энергии.

Таким образом, будем рассматривать скалярную модель высокоэнергетического взаимодействия адронов, предложенную нами в работах /15,16/, и расширим ее применения до минимально возможных энергий, при которых мы можем еще не учитывать вклада амплитуд с переворотом спина по крайней мере в области малых передач импульса.

Модель основана на предположении о наличии у нуклона центральной части, в которой сосредоточены валентные кварки, и мезонной "шубы", в первом приближении состоящей только из π -мезонов. Один из вариантов такой модели был ранее рассмотрен в /9/. Учитывая диаграммы простейшего вида, получим, что вклад области "мезонной шубы" в амплитуду протон-протонного рассеяния может быть записан в виде

$$T_{MC}^{pp} = \frac{g^2}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4q \mathbb{M}_{pp}(s', t)}{(q^2 - M_p^2 + i\epsilon)((k-q)^2 - m_\pi^2 + i\epsilon)((p-q)^2 - m_\pi^2 + i\epsilon)}, \quad /6/$$

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

Считая, что амплитуды рассеяния центральных частей адронов друг на друга имеют гауссовский вид, можно показать, что вклад амплитуды /6/ в эйкональную фазу будет равен

$$\chi_1(\rho) = -\frac{c}{2} \int_0^1 \frac{(1-x)}{x} dx \int_0^\infty \frac{dy}{(B_{pp} + y)} e^{-\rho^2/4(B_{pp} + y)} e^{-2y\beta(x)} \cdot K_0(2\beta(x)y), \quad /7/$$

$$\beta(x) = \frac{1}{x^2} [M_p^2(1-x)^2 + m_\pi^2 x].$$

Используя метод перевала, получим, что интеграл /7/ при больших прицельных расстояниях имеет вид

$$\chi(\rho) \sim \frac{1}{\rho^3} e^{-2\rho\sqrt{m_\pi^2 + \frac{M_p^2}{m_\pi^2}} \frac{1}{\rho^2}} \sim e^{-\mu_{\text{эфф}} \rho} \quad /8/$$

Численные вычисления показывают, что эффективная масса $\mu_{\text{эфф}} \sim 0,6$ ГэВ на расстоянии порядка размера адрона и падает с ростом энергии сталкивающихся частиц.

Полная эйкональная фаза, полученная в модели, хорошо аппроксимируется выражением

$$i\chi(\rho) = -h \exp(-\mu(s) \sqrt{b^2(s) + \rho^2}), \quad /9/$$

где h, b, μ - эффективная константа связи, эффективный радиус центральной области взаимодействия и эффективная масса. Соответствующий квазипотенциал взаимодействия и амплитуда рассеяния, которая является аналитической функцией t , могут быть вычислены в явном виде /15/. Энергетическая зависимость входящих в /9/ параметров выбиралась исходя из гипотезы геометрического скейлинга /17/.

$$\mu(s) = \mu_0 / \kappa(s); \quad b(s) = b_0 \cdot \kappa(s); \quad \kappa(s) = (1 + a(\ln s - i\frac{\pi}{2}))^{1/2},$$

что соответствует найденной в модели зависимости $\mu_{\text{эфф}}$ от энергии. При этом амплитуда рассеяния удовлетворяет локальным дисперсионным соотношениям /18/. Отметим также, что в нашей области рассмотрения, где $\sqrt{s} \ll 1$, такой вид амплитуды рассеяния является кроссинг-симметричным относительно s и u . Таким образом, главный асимптотический член амплитуды рассеяния имеет одинаковый вид для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния.

В рамках предложенной модели при учете неупругих эффектов было получено количественное описание данных по pp -рассеянию в широкой области передач импульса $0,4 \leq |t| \leq 15$ ГэВ² при энергиях $\sqrt{s} \geq 23,4$ ГэВ /14/ ($\chi^2/\chi^2 = 541/449 = 1,21$) при трех варьируемых параметрах - h_0, μ_0, b_0 . Модель качественно воспроизвела поведение сечений рассеяния при малых передачах импульса и предсказала плавное уменьшение дифракционного пика /15/ что затем было подтверждено экспериментально во FNAL /19/.

Для количественного воспроизведения области малых передач импульса и продвижения в область более низких энергий в мезонной "шубе" нуклона кроме π -мезонов учтем вклад более тяжелых частиц, а также $1/\sqrt{s}$ - члены в амплитуде рассеяния. В результате эйкональная фаза pp -рассеяния может быть выбрана в виде

$$\chi^{pp}(s, \rho) = \chi_0^{pp}(s, \rho) + \chi_1^{pp}(s, \rho),$$

$$\chi_0^{pp}(s, \rho) = i [h_0 e^{-\mu(s)(b^2(s) + \rho^2)^{1/2}} - (h_1 + h_2 \frac{\rho^2}{b^2(s)}) e^{-\mu_1(s)(b^2(s) + \rho^2)^{1/2}}],$$

$$\chi_1^{pp}(s, \rho) = \frac{(1A - B)}{\sqrt{s}} \exp(-\frac{\rho^2}{R^2}).$$

Второй член в χ_0 соответствует сумме вкладов неупругих эффектов и частиц с массой $\geq 0,7$ ГэВ в мезонной "шубе". В результате $\mu_1 \sim 2\mu$; χ_1 выбрано в гауссовом виде, так как можно показать, что эффекты мезонной "шубы" адрона в поправочных членах эйкональной фазы незначительны. Отметим, что коэффициент A можно определить из данных по полным сечениям pp -рассеяния, а коэффициент B - с помощью локальных дисперсионных соотношений из полных сечений $\bar{p}p$ -рассеяния. При этом анализ экспериментальных данных /20/ по формулам

$$\sigma_{\text{tot}}^{pp} = \sigma_0 (1 + a \ln s) + \frac{A'}{\sqrt{s}}, \quad /11/$$

$$\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} = \sigma_0 (1 + a \ln s) + \frac{B'}{\sqrt{s}},$$

дает /при $\chi^2/\chi^2 = 90/102 = 0,89$; $a = 0,124$, $A' = 11,7$, $B' = 22,3$. Отметим, что $B = 2A$.

Таким образом, при анализе всех имеющихся экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого протон-протонного рассеяния при $P_L \geq 200$ ГэВ и $0,011 \leq |t| \leq 14,2$ ГэВ² /21/ варьировалось семь параметров, входящих в эйкональную фазу /10/, которые определялись с помощью минимизации χ^2 -функционала:

$$\chi^2 = \sum_{k,i} \frac{(F_i^k - M_k \cdot F_i^k(x_k))^2}{(\sigma_i^k)^2},$$

где F_i^k - экспериментальная величина i -той точки k -го эксперимента, $F_i^k(x_k)$ - теоретическое значение для той же самой точки, σ_i^k - экспериментальная ошибка F_i^k /статистическая ошибка/, M_k - норма k -го эксперимента /определяемая систематической ошибкой k -го эксперимента/. При этом $k_{\text{max}} = 15$, $i_{\text{max}} = 1015$, $M_k \leq 1,5\%$ для экспериментов в области малых передач импульса, $\leq 8\%$ для экспериментов в области $0,8 \leq |t| \leq 5$ ГэВ² и $\leq 15\%$ в области $5 \leq |t| \leq 14,2$ ГэВ².

Наилучшее описание экспериментальных данных / $\chi^2 = 1250$, $\chi^2/\chi^2 = 1,23$ / соответствует следующим значениям варьируемых параметров:

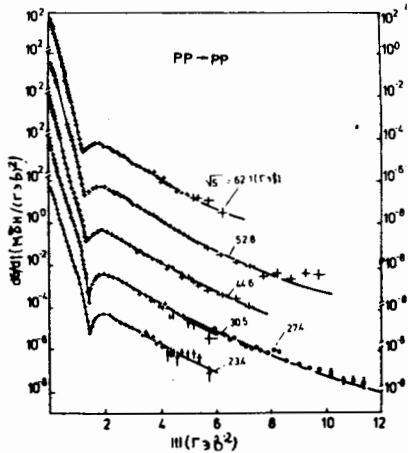
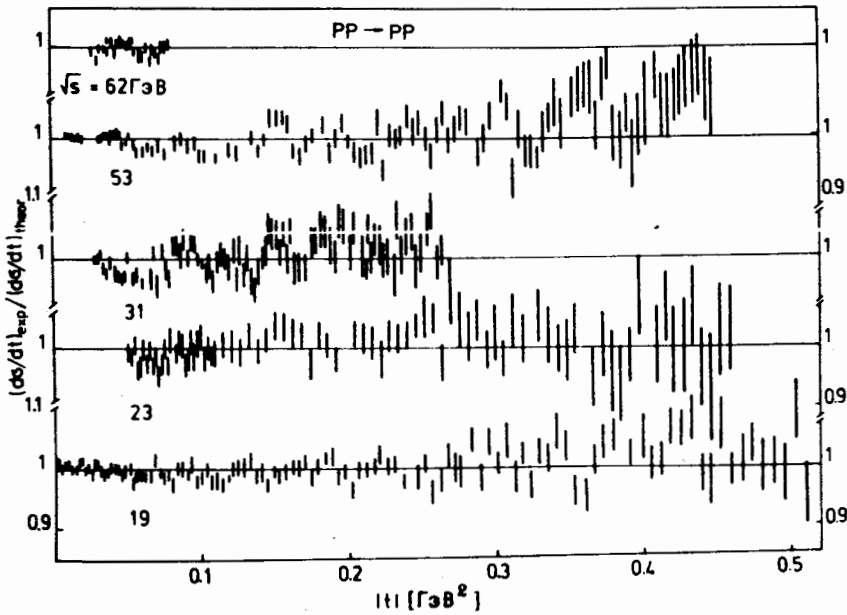


Рис.1. Дифференциальные сечения $\bar{p}p$ - рассеяния в широкой области передач импульса /данные из /21/ /.

Рис.2. Отношение экспериментальных данных к теоретическим значениям в области малых передач импульса /данные из /21/ / при энергиях $\sqrt{s} \geq 19,4$ ГэВ/.



$$\begin{aligned}
 h_0 &= 18,96 \pm 0,05; & h_1 &= 42,9 \pm 0,8; & h_2 &= 5,4 \pm 0,1; \\
 \mu_0 &= /0,96 \pm 0,010/ \text{ ГэВ}; & \mu_1 &= /1,66 \pm 0,01/ \text{ ГэВ}; \\
 b_0 &= /1,88 \pm 0,02/ \text{ ГэВ}; & R^2 &= /29,7 \pm 0,1/ \text{ ГэВ}^2.
 \end{aligned}$$

Результаты вычислений сравниваются с экспериментальными данными на рис.1. Легко видеть, что модель воспроизводит все специфические черты протон-протонного рассеяния в широкой области передач импульса. Следует отметить, что мы впервые учли в общем анализе все экспериментальные данные, полученные при малых передачах импульса /22/ для энергий $\sqrt{s} \geq 19,4$ ГэВ.

На рис.2 показано отношение экспериментальных данных к теоретическим значениям в области малых передач импульса, которая дает основной вклад в функционал χ^2 . Однако этот вклад обусловлен статистическими "осцилляциями", появление которых, вероятно, связано с определением экспериментальных ошибок. В целом же из рис.2 ясно видно, что выбранная нами энергетическая зависимость параметров эйконоальной фазы достаточно точно передает энергетическую зависимость дифференциальных сечений не только при больших передачах импульса /23/, но также и при малых.

Рассмотрим теперь, насколько справедливой оказывается предложенная модель в случае протон-антипротонного рассеяния. С помощью $v \rightarrow u$ кроссинг-симметрии без изменения значений параметров, найденных при анализе протон-протонного рассеяния, может быть определена амплитуда $\bar{p}p$ -рассеяния. При этом из /10/ имеем:

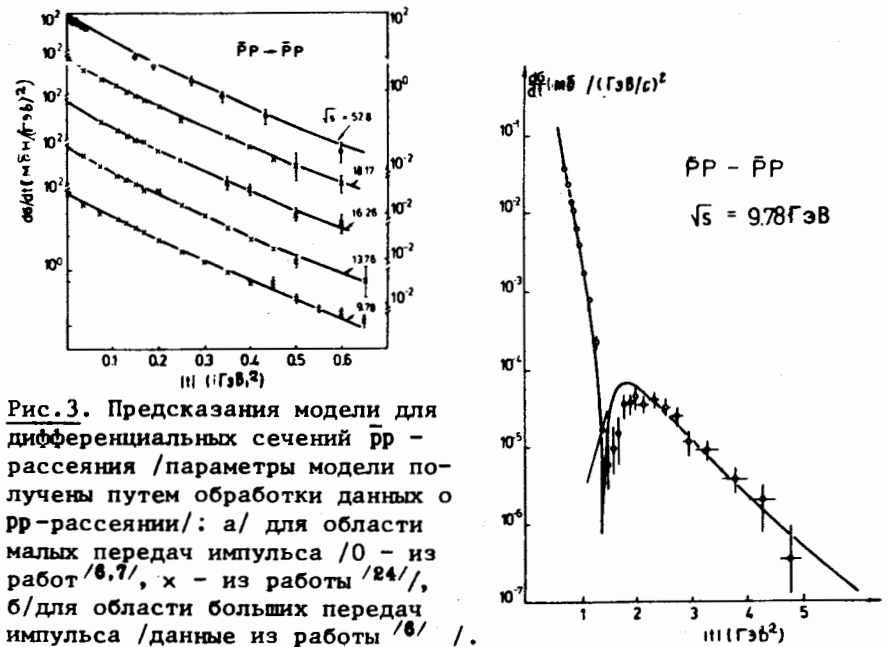


Рис.3. Предсказания модели для дифференциальных сечений $\bar{p}p$ - рассеяния /параметры модели получены путем обработки данных о $\bar{p}p$ -рассеянии/: а/ для области малых передач импульса /0 - из работ /6,7/, x - из работы /24//, б/ для области больших передач импульса /данные из работы /8/ /.

$$\chi_0^{\bar{p}p}(s) = \chi_0^{pp}(s); \quad \chi_1^{\bar{p}p}(s) = \frac{(iB - A)}{\sqrt{s}} e^{-p^2/R^2} \quad /12/$$

Полученные предсказания для сечений $\bar{p}p$ -рассеяния, показанные на рис.3а для области малых передач импульса /при $P_L=50$; 100; 140; 170; 2800 /ГэВ// и на рис.3б для области больших передач импульса /при $P_L=50$ ГэВ/, хорошо согласуются как с данными /24/, так и с последними экспериментальными результатами /8,7/.

Наличие ярко выраженного дифракционного минимума в протон-антипротонном рассеянии при $P_L=50$ ГэВ объясняется тем, что в области минимума определяющий вклад в дифференциальное сечение дает вещественная часть амплитуды, которая для $\bar{p}p$ - примерно в два раза меньше, чем для pp -рассеяния.

Изменение параметра наклона α в для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния показано на рис.4. Модель приводит к дальнейшему сужению дифракционного пика как для pp -так и для $\bar{p}p$ -рассеяния. Последние экспериментальные данные по $\bar{p}p$ -рассеянию для $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ дают $B=13,2 \pm 2,2$ и $17,2 \pm 4$, что в целом подтверждает наши выводы.

Согласно модели параметр наклона дифракционного пика для различных процессов адрон-адронного рассеяния плавно изменяется в области малых t /рис.5/.

Интересно отметить, что сравнение теоретической кривой, полученной в модели с квадратичной экспонентой, которой обычно аппроксимируют экспериментальные данные /25/,

Рис.4. Зависимость параметра наклона дифференциального пика от s при $t=0$ для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния /х,0 из /20/.

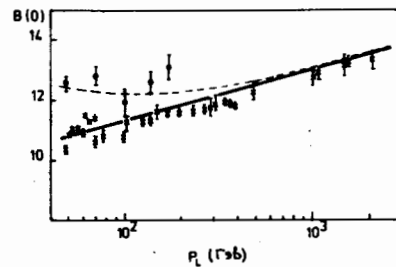
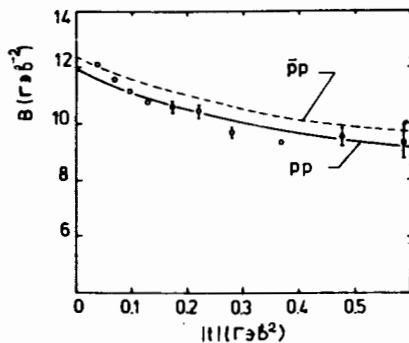


Рис.5. Изменение параметра наклона дифракционного пика в области малых t для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния при энергиях $\sqrt{s}=19,4$ ГэВ /о - данные из работы /19/.

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(Bt + ct^2),$$

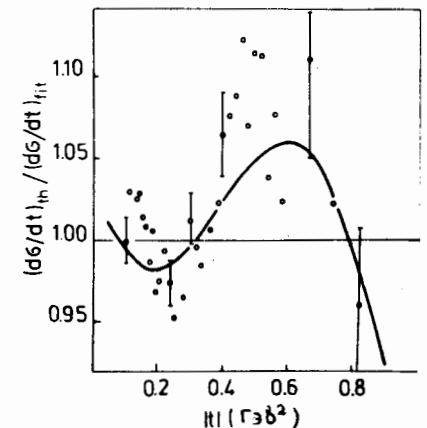
приводит также к "осцилляции" в отношении этих величин, которая в нашем случае связана с отмеченным выше плавным изменением наклона дифракционного пика при малых передачах импульса.

Следует также отметить, что модель, учитывающая эффекты мезонной "шубы", справедлива и в случае мезон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях /18/. При этом необходимо сделать минимальные изменения, что существенно не сказывается на форме эйкональной фазы. В рамках этой модели было предсказано наличие дифракционного минимума в области $|t| \sim 3 \div 4$ ГэВ при энергии $P_L=200$ ГэВ /26/, что было подтверждено экспериментально во FNAL /8/.

Таким образом, простейшая бесспиновая модель, учитывающая эффекты мезонной "шубы" адрона, позволяет получить единую картину описания адрон-адронного рассеяния при высоких энергиях в широкой области передач импульса. Модель приводит к медленному изменению наклона дифракционного пика при малых передачах импульса, наличию единственного дифракционного минимума в pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии при $|t| \sim 1,4$ ГэВ² и в πp -рассеянии при $|t| \sim 3,5 \div 4,2$ ГэВ², малому наклону за вторым дифракционным максимумом, определяемым эффективным радиусом центральной области взаимодействия, который в случае протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s}=60$ ГэВ составляет около половины радиуса адрона / $b=0,48$ фм/.

Авторы выражают свою глубокую благодарность С.Б.Герасимову, В.А.Матвееву, В.А.Мещерякову и А.Н.Тавхелидзе за плодотворные обсуждения и ценные замечания.

Рис.6. Отношение теоретических значений дифференциальных сечений, вычисленных в модели, к квадратичной экспоненте, аппроксимирующей эти значения при $\sqrt{s}=19,5$ ГэВ /о - из работы /26/ при $\sqrt{s}=10,7/$.



ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 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, Атомиздат, М., 1970, 1, с. 72.
3. Зотов Н.П., Русаков С.В., Царев В.А. ЭЧАЯ, Атомиздат, М., 1980, 11, с. 1160.
4. Голоскоков С.В., Матвеев В.А. В кн.: XIУ Международная школа по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д2-81-158, Дубна, 1981, с. 205.
5. Baker W. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, v. 47, p. 1683.
6. Asa'd Z. Phys.Lett., 1982, v. 108B, p. 51.
7. Gardoni G. et al. 1982, Phys.Lett., v. 108B, p.145.
8. Bourrely C., Soffer J., Wray D. Nucl.Phys., 1975, B89, p. 32; Durand L., Halzen F. Nucl.Phys., 1976, B104, p. 317.
9. Pumpin J.Kane G.L.Phys.Rev., 1975, D11, p. 1183.
10. Еднерал В.Ф., Трошин С.М. ЯФ, 1979, 30, с. 227;
Еднерал В.Ф., Трошин С.М., Тюрин Н.Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с. 356.
11. Bialas A. et al. Acta Phys. Polon., 1977, B8, p. 855;
Wakaizumu S. Progr. of Theor. Phys., 1978, 60, p. 1040;
Голоскоков С.В. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 1349.
12. Голоскоков С.В. и др. ОИЯИ, P2-81-197, Дубна, 1981.
13. Голоскоков С.В. и др. ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 69.
14. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1971, 6, с. 36;
Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1972, 11, с. 37.
15. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1979, 31, с. 741.
16. Coloskokov S.V., Kuleshov S.P., Suljugin O.V. JINR, E2-81-441, Dubna, 1981.
17. Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1973, B59, p. 231.
Buras A.J., Dias de Deus. J.Nucl.Phys., 1974, B71, p. 481.
18. Bronzan J.B., Kane G.G., Sukhatme U.P. Phys.Lett., 1974, 49B, p. 272;
Герд В.П., Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ЯФ, 1976, 24, с. 276.
19. Schiz A. et al. Phys.Rev., 1981, v. 24D, p. 26.
20. Flaminio V. et al. CERN, 79-03, Geneva, 1979.
21. Shubert K.B. In Landolt-Bornstein, New Series, v. 1/9a, 1979.
22. Barbiellini G. et al. Phys.Lett., 1972, 39B, p. 663.
23. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. ЯФ, 1980, 32, с. 492.
24. Ayres D.S. et al. Phys.Rev., 1977, v.15D, p. 3105.
25. Антипов Ю.М. и др. ИФВЭ, 76-95, Серпухов, 1976.
26. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. In Int. Conference on High Energy Phys., Lisbon. Portugal, 1981, v.5, p. 224; Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. JINR, E2-81-441, Dubna, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтринной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, ИРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. P2-82-356
pp и pp упругое рассеяние в модели, учитывающей мезонную "шубу" адрона

Рассматривается высокоэнергетическое упругое рассеяние адронов на малые углы в рамках бесспиновой модели, учитывающей эффекты мезонной "шубы" адрона. С использованием модифицированного варианта модели, учитывающего вклад в эйконоальную фазу от обмена тяжелыми мезонами и эффектов $-1/\sqrt{s}$, показано, что модель позволит единым образом количественно описать область больших и малых передач импульса при рассмотрении полного набора экспериментальных данных при $P_L \geq 200$ ГэВ. Получены предсказания для дифференциальных сечений протон-антипротонного рассеяния в широкой области передач импульса. Полученные результаты позволили объяснить наличие дифракционного минимума в протон-антипротонном рассеянии при $P_L = 50$ ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. P2-82-356
pp- and pp-Elastic Scattering in Meson-Cloud Model

High-energy elastic hadron-hadron scattering at small angles is considered within a spinless meson-cloud model. Using a modified version of the model, i.e., taking into account the contribution of heavier particles into the meson cloud and terms of order $1/\sqrt{s}$ in the scattering amplitude, we obtain a unique qualitative description of ranges of small and large transfer momenta in considering the whole available set of experimental data for $P_L \geq 200$ GeV. Predictions are found for differential cross-sections of proton-antiproton scattering in a wide momentum transfer region. The results obtained let us to explain the presence of the diffraction minimum in the proton-antiproton scattering at $P_L = 50$ GeV.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.