объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-84-617

К.Г.Гуламов[1] А.С.Пак[2] Н.О.Садыков[3] А.В.Тарасов

СООТНОШЕНИЯ ФАКТОРИЗАЦИИ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ ДИФРАКЦИИ АДРОНОВ НА НУЛЕВОЙ УГОЛ В ПРИБЛИЖЕНИИ ДВУХГЛЮОННОГО ОБМЕНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

[1] Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент
[2] Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата
[3] Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1984

ВВЕДЕНИЕ

Полные сечения адрон-адронных взаимодействий, рассчитанные в модели двухглюонного обмена, обладают двумя свойствами, характерными для этих величин в однопомеронном приближении модели полюсов Редже: во-первых, они стремятся к постоянным величинам при $s \to \infty$ /квадрат энергии в с.ц.м./ и, во-вторых, удовлетворяют соотношению $\sigma_T(h_1, h_2) = \sigma_T(\bar{h}_1, h_2)$, что следует из равенства пространственных частей кварковых волновых функций частиц и античастиц. По-видимому, именно на этом основании Ф.Лоу /1/ и С.Нуссинов /2/ предложили рассматривать борновское приближение квантовой хромодинамики /БП КХД/ как квантовохромодинамическую модель однопомеронного обмена. Известно, однако, что амплитуды дифракционных процессов в приближении однопомеронного обмена обладают еще одним весьма специфическим свойством, а именно — удовлетворяют так называемым соотношениям факторизации. Простейшие из этих соотношений связывают величины полных сечений различных процессов:

$$[\sigma_T(h_1, h_2)]^2 = \sigma_T(h_1, h_2) \cdot \sigma_T(h_2, h_2). \qquad /1/$$

Если бы БП КХД было адекватно модели однопомеронного обмена, то величины $\sigma_T(h_1, h_2)$, рассчитанные в этом приближении, должны бы удовлетворять соотношению /1/. Из выражений для $\sigma_T(h_1, h_2)$ в БП КХД /3,4/ видно, что аналитически соотношения факторизации в этой модели не имеют места, откуда следует ее нетождественность модели однопомеронного обмена. Численно, однако, эффекты нарушения соотношения /1/ в БП КХД составляют величину 2-3%, что нетрудно установить, используя результаты работы /4/. Экспериментальная проверка этих соотношений также вряд ли возможна. Поэтому представляет интерес рассмотреть в рамках БП КХД другой класс процессов, доступных экспериментальному исследованию - процессы дифракционного возбуждения адронов:

$$h_1 h_2 \to X h_2, \qquad /2/$$

сечения которых в модели однопомеронного обмена связаны соотношениями факторизации вида:

$$R(h_1(h_2)) = \frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \to X h_2) / \frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \to h_1 h_2) = \mathrm{const}(h_2). \qquad /3/$$

Совершенно очевидно, что аналитически соотношения /3/ также не выполняются в БП КХД. Содержанием настоящей статьи является исследование вопроса о степени их нарушения. Наконец, для сечений двойной дифракции в однопомеронном приближении имеют место соотношения:

$$\frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \to X_1 X_2) \frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \to h_1 h_2) = \frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \to X_1 h_2) \frac{d\sigma}{dt}(h_1 h_2 \to h_1 X_2). \qquad /4/$$

Ясно, что и они не выполняются в БП КХД. К тому же их экспериментальная проверка по существу невозможна. Тем не менее, исследование вопроса о степени их нарушения в БП КХД представляет определенный интерес. Дело в том, что обычно инклюзивное сечение двойной дифракции оценивается на основании соотношения /4/ с использованием экспериментальных данных о сечениях упругого рассеяния и одиночных инклюзивных дифракций. Однако, если двухглюонный обмен действительно является доминирующим механизмом дифракционных адрон-адронных взаимодействий и если степень нарушения соотношения /4/ в этой модели велика, то, очевидно, использование указанной процедуры оценки величины сечения двойной дифракции может привести к весьма сомнительным результатам.

Все перечисленные вопросы исследуются ниже лишь для процессов с участием пионов, каонов и нуклонов.

Некоторые детали вычислений вынесены в Приложение.

1. СЕЧЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНОЙ ДИФРАКЦИИ МЕЗОНОВ В БП КХД

Выражение для сечения инклюзивной дифракции пиона на пионе было получено в /4/. Оно без труда может быть обобщено на случай дифракции мезонов на любой мишени как мезонной, так и нуклонной /мы будем рассматривать лишь сечения дифракции на нулевой угол/:

$$\frac{d\sigma}{dt}(Mh \to Xh)\Big|_{t=0} = \frac{8\alpha_s^4 n_M n_h}{81\pi} S,$$

$$S = \frac{1}{2} \int \frac{d^2k_1 d^2k_2}{k_1^4 k_2^4} [\mathcal{D}_M(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) + \mathcal{D}_M(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) - 2\mathcal{D}_M(\vec{k}_1)\mathcal{D}_M(\vec{k}_2)] * \qquad /5/$$

$$[1 - \mathcal{D}_h(\vec{k}_1)][1 - \mathcal{D}_h(\vec{k}_2)],$$

где α_s - хромодинамическая постоянная; n_M, n_h - число составляющих кварков в мезоне и адроне-мишени; $\mathcal{D}_M(\vec{k})$, $\mathcal{D}_h(\vec{k})$ - дифакторы мезона и адрона-мишени; $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ - импульсы глюонов.

Начнем с рассмотрения сечений процессов дифракции мезонов в мезон-мезонных соударениях как наиболее простых с вычислительной точки зрения. Для сечения процесса $MM \to xM$ $(M = \pi, K)$ /см.

Приложение/ получаем:

$$\frac{d\sigma}{dt}(MM \to XM)|_{t=0} = \frac{16\pi\alpha_s^4}{729}\langle\rho_M^2\rangle^2\left(\frac{\pi^2}{3} - 5 + 2I_1\right). \qquad /6/$$

Учитывая, что сечение упругого мезон-мезонного рассеяния при этом имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt}(MM \to MM)|_{t=0} = \frac{16\pi\alpha_s^4}{729}\langle\rho_M^2\rangle^2,$$

для отношения $R(M(M))$ получаем $R(\pi(\pi)) = R(K(K)) = \frac{\pi^2}{3} - 5 + 2I_1 = 0{,}6338$, что согласуется со значением 0,6 для этой величины, полученным в [4] численным интегрированием.

Для сечений процессов $K\pi \to X\pi$ и $K\pi \to K\pi$ имеем:

$$\frac{d\sigma}{dt}(K\pi \to X\pi)|_{t=0} = \frac{16\pi\alpha_s^4}{729}\langle\rho_k^2\rangle^2\left[4G - \frac{\pi^2}{3}\right],$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(K\pi \to K\pi)|_{t=0} = \frac{16\pi\alpha_s^4}{729}\langle\rho_k^2\rangle^2(\ln 2)^2 \qquad /7/$$

и, соответственно, $R(K(\pi)) = 0{,}778$.

Наконец, для случая $\pi K \to XK$ имеем $R(\pi(K)) = 0{,}507$.

Для случая мезон-нуклонной дифракции, учитывая, что примерно с 20% точностью $\langle\rho_N^2\rangle = \langle\rho_\pi^2\rangle = 2\langle\rho_k^2\rangle$, получим:

$$R(K(N)) = \frac{4}{9}\left[\frac{4\pi^2}{3} + \frac{32}{3}I_1 - 23{,}917\right] = 0{,}775,$$

$$R(\pi(N)) = (3\ln 2 - 1)^2\left[\frac{72}{49}\ln 2 + \frac{236}{49}I_3 - \frac{\pi^2}{3} - 1{,}7\right] = 0{,}624. \qquad /8/$$

2. ИНКЛЮЗИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ НУКЛОНОВ В БП КХД

Структура сечений инклюзивной дифракции нуклонов в БП КХД имеет одно существенное отличие от выражения /5/, соответствующего случаю дифракции мезонов. Адронные дифакторы, через которые выражается сечение, описывают испускание /поглощение/ двух глюонов парой кварков адрона. В мезоне такая пара одна, в нуклоне их три. В случае упругого Nh-рассеяния вклады каждой из пар равны и складываются когерентно в амплитуду процесса. В случае процессов дифракции нуклона вклады различных пар в амплитуды эксклюзивной дифракции могут различаться. При суммировании сечений эксклюзивной дифракции в общее /инклюзивное/ сечение /суммирование по всем состояниям возбуждения нуклона/ в результирующее выражение вносят вклад как сумма квадратов частей амплитуды, отвечающих испусканию пары глюонов разными парами кварков нуклона, так и их интерференция. В случае мезонов интерференционные слагаемые, очевидно, отсутствуют. Вклады интерференционных слагаемых в сечение инклюзивной дифракции нуклонов описываются величинами:

$$\tilde{\mathfrak{D}}_N(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \int |\psi_N(\{\vec{r}\})|^2 \exp\{i[\vec{k}_1(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) - \vec{k}_2(\vec{r}_2 - \vec{r}_3)]\}d\{r\}, \qquad /9/$$

где $\psi_N(\{\vec{r}\})$ – пространственная часть кварковой волновой функции нуклона, а $\{\vec{r}\}$ – совокупность пространственных координат кварков. Величины $\mathfrak{D}_N(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$, как и обычные дифакторы $\mathfrak{D}(\vec{k})$, выражаются через нуклонный формфактор. С помощью простой комбинаторики нетрудно показать, что для получения выражения для сечения инклюзивной дифракции нуклонов из выражения /5/ необходимо в последнем заменить величины $\mathfrak{D}_M(k_1 \pm k_2)$ комбинациями:

$$\frac{1}{3}\mathfrak{D}_N(\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2) + \frac{2}{3}\tilde{\mathfrak{D}}_N(\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2) = \mathfrak{D}_N(\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2) + \frac{2}{3}[\tilde{\mathfrak{D}}_N(\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2) - \mathfrak{D}_N(\vec{k}_1 \pm \vec{k}_2)]. \qquad /10/$$

Второе слагаемое в /10/ учитывает отличие интерференционных членов от диагональных.

Применяя далее ту же технику расчетов, что и в случае дифракции мезонов, получим:

$$R(N(\pi)) = 0{,}293; \quad R(N(K)) = 0{,}231; \quad R(N(N)) = 0{,}288. \qquad /11/$$

Значение величины $R(N(N))$ в пределах ошибок совпадает с экспериментальным $0{,}275 \pm 0{,}025$ [5].

Рассмотрим, наконец, отношения $R(h_1(h_2))/R(h_1(N))$, отличие которых от единицы и характеризует степень нарушения факторизационных соотношений /3/ модели однопомеронного обмена в БП КХД.

$$\frac{R(K(\pi))}{R(K(N))} = 1{,}004; \qquad \frac{R(K(K))}{R(K(N))} = 0{,}818;$$

$$\frac{R(\pi(\pi))}{R(\pi(N))} = 1{,}016; \qquad \frac{R(\pi(K))}{R(\pi(N))} = 0{,}812; \qquad /12/$$

$$\frac{R(N(\pi))}{R(N(N))} = 1{,}017; \qquad \frac{R(N(K))}{R(N(N))} = 0{,}802;$$

Видно, что цифры первого столбца мало отличаются от единицы. Это связано с тем, что $\langle\rho_\pi^2\rangle = \langle\rho_N^2\rangle$. Цифры же во втором столбце примерно на 18% меньше единицы независимо от природы дифрагирующей частицы, и это в рамках БП КХД обусловлено малостью размеров каона по сравнению с размерами нуклона. Очевидно, что экспериментальной проверке доступны лишь величины, приведенные в последней строке /12/. Единственный известный эксперимент Андерсона и др.[6] по проверке соотношений факторизации для процессов нуклонной дифракции показал, что они выполняются в пределах 25%-ной точности эксперимента, что не исключает предсказываемого в БП КХД их 18%-ного нарушения. Однако для подтверждения или опровержения этого заключения модели точность экспериментальных данных должна быть существенно повышена.

3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ДВОЙНОЙ ДИФРАКЦИИ В МЕЗОН-МЕЗОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Вопрос о степени нарушения соотношения /4/ в БП КХД мы обсудим лишь на примере двойной дифракции в мезон-мезонных соударениях*. Инклюзивное сечение процесса:

$$M_1 M_2 \to X_1 X_2 \qquad /13/$$

при $q=0$ в БП КХД дается выражением вида:

$$\frac{d\sigma}{dt}(M_1 M_2 \to X_1 X_2)|_{t=0} = \frac{4\alpha_s^4}{81\pi}\int\frac{d^2k_1 d^2k_2}{k_1^4 k_2^4}[\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1+\vec{k}_2)+\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1-\vec{k}_2) - 2\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1)\,\mathfrak{D}_2(\vec{k}_2)][\mathfrak{D}_2(\vec{k}_1+\vec{k}_2)+\mathcal{D}_2(\vec{k}_1-\vec{k}_2)-2\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1)\,\mathfrak{D}_2(\vec{k}_2)], \qquad /14/$$

где $\mathfrak{D}_{1,2}(\vec{k})$ - дифакторы основных состояний мезонов $M_{1,2}$. С технической точки зрения более удобным оказывается расчет не величины /14/, а сечений процессов

$$M_1 M_2 \to (M_1 + X_1)(M_2 + X_2), \qquad /15/$$

включающих, помимо интересующих нас сечений процессов двойной дифракции, также сечения процессов обеих одиночных дифракций, обсуждавшихся выше, и сечений упругого M_1M_2 -рассеяния. Выражение для сечения процесса /15/ получается из /14/ путем добавления к комбинациям мезонных дифакторов в квадратных скобках комбинаций вида $2[1-\mathfrak{D}_{1,2}(\vec{k}_1)][1-\mathfrak{D}_{1,2}(\vec{k}_2)]$ соответственно.

Обозначим через $R(M_1,M_2)$ отношение левой части соотношения /4/ к правой.

---

*Учитывая результаты п.2, легко обобщить полученные ниже результаты на процессы двойной дифракции с участием нуклонов.

В случае взаимодействия тождественных мезонов $\mu_1^2 = \mu_2^2 = \mu^2$ получим /см. Приложение/ $R(M,M) = 2,115$ /напомним, что $R(M(M)) = 0,634$/. Таким образом, в случае процессов двойной инклюзивной дифракции мезонов в БП КХД имеет место более чем 100%-ное нарушение соотношения /4/.

В случае $\mu_1^2 \neq \mu_2^2$ /например, $\mu_1^2 = \mu_k^2 = 1,56\mu_2^2 = 1,56\mu_\pi^2$/ $R(M_1M_2) = 2,08$, т.е. результат, вообще говоря, слабо зависит от соотношения размеров сталкивающихся мезонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результатом настоящей работы является вывод о том, что соотношения факторизации не имеют места в БП КХД и, следовательно, эта модель не адекватна приближению однопомеронного обмена модели полюсов Редже.

Авторы благодарят Б.З.Копелиовича и Л.И.Лапидуса за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Используя для мезонных дифакторов полюсную параметризацию:

$$\mathfrak{D}_M(\vec{k}) = \frac{\mu^2}{k^2+\mu^2}; \quad \mu^2 = \langle\rho^2\rangle/6, \qquad /П1/$$

где $\langle\rho^2\rangle = -6\,\frac{d\mathfrak{D}(k)}{dk^2}|_{k=0}$, величину S, входящую в /5/, можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$S_1 = \mu_2^{-4}\int\frac{d^2k_1 d^2k_2}{k_1^2 k_2^2}[\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1-\vec{k}_2)-\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1)\,\mathfrak{D}_1(\vec{k}_2)], \qquad /П2/$$

$$S_2 = -2\mu_2^{-4}\int\frac{d^2k_1 d^2k_2}{k_1^2(k_2^2+\mu_2^2)}[\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1-\vec{k}_2)-\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1)\,\mathfrak{D}_1(\vec{k}_2)], \qquad /П3/$$

$$S_3 = \mu_2^{-4}\int\frac{d^2k_1 d^2k_2}{(k_1^2+\mu_1^2)(k_2^2+\mu_2^2)}[\mathfrak{D}_1(\vec{k}_1-\vec{k}_2)-\mathcal{D}_1(\vec{k}_1)\,\mathfrak{D}_1(\vec{k}_2)], \qquad /П4/$$

где $\mathcal{D}_1(\vec{k}) = \mu_1^2(k^2+\mu_1^2)^{-1}$.

Применяя фейнмановскую технику вычисления интегралов от произведения полюсных сомножителей, получаем:

$$S_1 = \frac{1}{3}(\pi/\mu_2)^4, \qquad /П5/$$

$$S_2 = -4\pi^2\mu_2^{-4}\int\limits_0^\infty \frac{dk_2^2\,\mu_1^2}{(k_2^2+\mu_2^2)(k_2^2+\mu_1^2)}\ln\left(\frac{k_2^2+\mu_1^2}{\mu_1^2}\right), \qquad /П6/$$

$$S_3 = \pi^2\mu_2^{-4}\int\limits_0^1 dx\int\limits_0^\infty \frac{dk_2^2}{(k_2^2+\mu_2^2)}\left[\frac{\mu_1^2}{k_2^2x(1-x)+\mu_1^2x+\mu_2^2(1-x)} - \frac{\mu_1^2}{(k_2^2+\mu_1^2)}\cdot\frac{\mu_1^2}{(\mu_1^2x+\mu_2^2(1-x))}\right]. \qquad /П7/$$

Одно интегрирование в /П7/ может быть выполнено, но S_3 записано в таком виде для удобства. Оставшееся интегрирование должно выполняться численно, но можно обойтись и более простыми средствами. При некоторых соотношениях между параметрами μ_1^2 и μ_2^2 величины S_2 и S_3 можно выразить через известные табличные интегралы.

Так, для случая $\mu_1^2 = \mu_2^2 = \mu^2$ имеем:

$$S_2 = -4\pi^2\mu^{-4}, \quad S_3 = \pi^2\mu^{-4}[2I_1 - 1], \qquad /П8/$$

где $I_1 = -\int\limits_0^1 \frac{\ln x\,dx}{1-x+x^2} = 1{,}17195$ - табличное значение [7].

Другой простой случай реализуется при $\mu_1^2 = 2\mu_2^2$, или, что то же самое, при $\langle\rho_2^2\rangle = 2\langle\rho_1^2\rangle$. При этом:

$$S_2 = 4(\pi/\mu_2^2)^2[(\ln 2)^2 - \pi^2/6], \quad S_3 = 4(\pi/\mu_2^2)^2[I_1 - (\ln 2)^2], \qquad /П9/$$

где $I_2 = -\int\limits_0^1 \frac{\ln x\,dx}{1+x^2} = G = 0{,}916$ - постоянная Каталана.

Наконец, в случае $\mu_2^2 = 2\mu_1^2$

$$S_2 = -S_1 = -\frac{1}{3}\left(\frac{\pi}{\mu_2}\right)^4, \quad S_3 = \left(\frac{\pi}{\mu_2^2}\right)^2\left[I_3 - \frac{1}{4}(\ln 2)^2\right], \qquad /П10/$$

где

$$I_3 = \int\limits_0^1 \frac{dx}{7+x^2}\ln\frac{8}{1-x^2} = \frac{1}{7}\Big\{\sqrt{7}\,\ln 2\,\mathrm{arctg}\frac{1}{\sqrt{7}} + 2\sum_{k=0}^\infty\left(-\frac{1}{7}\right)^k\frac{1}{2k+1}\sum_{\ell=0}^k\frac{1}{(2\ell+1)}\Big\} = 0{,}942\,.$$

Для расчета сечений мезон-нуклонной дифракции надо в /5/ подставить в качестве $\mathcal{D}_h(\vec{k})$ дипольный дифактор

$$\mathcal{D}_N(\vec{k}) = \left(\frac{\mu_N^2}{k^2+\mu_N^2}\right)^2, \quad \mu_N^{-2} = \langle\rho_N^2\rangle/12$$

и применить описанную выше схему расчета.

При расчете сечений дифракции нуклонов встречаются интегралы

$$I_4 = -\int\limits_0^1 \frac{dx}{x}\ln\left(1-\frac{x}{4}\right) = \sum_{k=1}^\infty \frac{1}{k^2}\left(\frac{1}{4}\right)^k = 0{,}268\,,$$

$$I_5 = -\int\limits_0^1 \frac{dx}{1+x}\ln\left(1-\frac{x}{4}\right) = \sum_{k=1}^\infty\Big\{\left(-\frac{1}{4}\right)^k\frac{1}{k}\sum_{\ell=1}^k(-1)^\ell\frac{1}{\ell}\Big\} - \ln 2\ln\frac{5}{4} = 0{,}084.$$

Используя для $\mathcal{D}_M(\vec{k})$ параметризации /П1/, для сечения процесса /15/ имеем:

$$\frac{d\sigma}{dt}(M_1M_2 \to (M_1+X)(M_2+X))\big|_{t=0} =$$

$$= \frac{16\alpha_s^4\pi}{81\mu^4}\int\limits_0^\infty\frac{dz}{z^2}\Big\{\frac{1}{(a_1-a_2)}\ln\frac{a_1}{a_2} + \frac{a_2}{a_1(a_2+z)}\ln\frac{(a_2+z)^2}{a_1a_2} +$$

$$+ \frac{a_1}{a_2(a_1+z)}\ln\frac{(a_1+z)^2}{a_1a_2} + \frac{a_1\cdot a_2}{2(a_1-a_2)(1+z)}\left[\frac{2}{(a_1+z)(a_2+z)} - \frac{1}{1-z}\right] * \qquad /П12/$$

$$* \ln\frac{(a_1+z)^2a_2}{(a_2+z)^2a_1} + \int\limits_0^1 dx\Big[\frac{a_1^2+a_2^2}{a_1a_2[zx(1-x)+a_1x+(1-x)a_2]} +$$

$$+ \frac{a_1a_2}{4(1+z)^2}\left(\frac{1}{z(1-x^2)+xa_1+(1-x)} + \frac{1}{z(1-x^2)+a_2x+(1-x)}\right)\Big]\Big\},$$

где $\mu^2 = (\mu_1^2+\mu_2^2)/2$; $a_{1,2} = \mu_{1,2}^2/\mu^2$; $z = k_2^2/\mu^2$.

В случае $\mu_1^2 = \mu_2^2 = \mu^2$

$$\frac{d\sigma}{dt}(MM \to (M+X)(M+X))\big|_{t=0} = \bar{R}(M,M)\frac{d\sigma}{dt}(MM \to MM)\big|_{t=0}\,,$$

где $\bar{R}(M,M)$ - относительное /т.е. выраженное в долях упругого сечения/ сечение процесса /15/, $\bar{R}(M,M) = J_1 = 3{,}117$. В случае $\mu_1^2 \neq \mu_2^2$ интегрирование явно выполнить не удается. Учитывая, однако, что $\bar{R}(M_1,M_2)$ - четная функция малого параметра $\lambda = (a_1-a_2)/2$ и разлагая ее в ряд, легко получить

$$\bar{R}(M_1,M_2) = J_1 + \lambda^2\left(J_2 - \frac{5}{3}J_1\right) + O(\lambda^4) \qquad /П13/$$

$J_2 = 5{,}158$. Используя соотношение /П13/, нетрудно вычислить $\bar{R}(M_1,M_2)$ для любых μ_1^2, μ_2^2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Low F.E. Phys.Rev., 1975, D12, p.163.
2. Nussinov S. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1268.
3. Gunion J.F., Soper H. Phys.Rev., 1977, D15, p.2617.
4. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, 34, с.1114.
5. Bartenev V. et al. Phys.Lett., 1974, 51B, p.299.
6. Anderson R.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.880.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, М., 1963, с.547.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1984 года.

Гуламов К.Г. и др.

P2-84-617

Соотношения факторизации для сечений дифракции адронов на нулевой угол в приближении двухглюонного обмена

Сечения одиночной и двойной адрон-адронной дифракции рассчитываются в рамках борновского приближения КХД. Показано, что полученные величины не удовлетворяют факторизационным соотношениям модели однопомеронного обмена.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Gulamov K.G. et al.

P2-84-617

Factorization Relations for Hadron Diffraction Cross Sections at Zero Angle in Two Gluon Exchange Approximation

Cross sections of the hadron-hadron single and double diffraction reactions are calculated in QCD Born approximation. It is shown that the calculated quantities do not obey the factorization relations of the one-pomeron exchange model.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984