

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-739

В.А.Бедняков

**О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ
ОЧАРОВАННОГО КВАРКА
В ИНКЛЮЗИВНОМ ОБРАЗОВАНИИ D - МЕЗОНОВ**

1986

Исследование на основе квантовой хромодинамики (КХД) инклюзивного рождения тяжелых адронов опирается на предположении о факторизации жесткой и мягкой фаз рассматриваемого процесса^{/1/}. Характеристики жесткой (кварк-глюонной) фазы рассчитываются в КХД методами теории возмущений^{/2/}. Для количественного описания мягкой фазы, т.е. переходов адронов в кварки-партоны и обратно, используются непротиворечащие КХД феноменологические партонные модели^{/3,4/}.

В низшем порядке по константе связи КХД α_s тяжелые кварки Q образуются в жестких партонных подпроцессах двух типов:

а) рождения, когда легкие партоны аннигилируют с образованием тяжелой $Q\bar{Q}$ -пары ($gg \rightarrow Q\bar{Q}, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$)^{/2/};

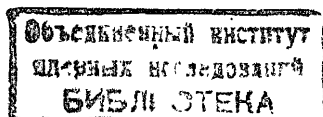
б) возбуждения, когда тяжелый кварк Q вырывается из моря путем разрыва виртуальных $Q\bar{Q}$ -пар ($gQ \rightarrow gQ, qQ \rightarrow qQ$)^{/5/}.

Включение высших по α_s поправок нарушает однозначное разделение на механизм рождения и возбуждения. В зависимости от кинематики партонного подпроцесса диаграмма высшего порядка переходит либо в диаграмму рождения, либо - возбуждения^{/6/}. При этом происходит переопределение партонных функций распределения (ФР). Во избежание этих неопределенностей ограничимся далее низшим приближением по α_s .

При современных энергиях \bar{b} - и t -кварки практически отсутствуют в кварковом море, поэтому они рождаются только первым способом. С очарованными c -кварками ситуация сложнее. Первоначально считалось, что выход очарованных адронов также обеспечивается механизмом рождения^{/2,7/}. Так как очарованное море сильно подавлено, то механизм возбуждения, казалось, не должен давать существенного вклада. Однако было показано^{/5/}, что малая доля очарованного моря компенсируется большим сечением возбуждения c -кварка. В результате механизм возбуждения становится конкурентоспособным, в связи с чем возникает необходимость его корректного количественного учета и изучения.

Решению этой задачи посвящена предлагаемая работа. Ранее аналогичный вопрос, несколько в ином аспекте, рассматривался в^{/5/}.

Исследуем механизм возбуждения на примере инклюзивного рождения очарованных D -мезонов в реакции $pp \rightarrow DX$, где X - все, что угодно.



Воспользуемся партонными представлениями о структуре адронов. Будем считать^{/7,8/}, опираясь на гипотезу фрагментации, что при высоких энергиях образование очарованных мезонов протекает в три этапа:

1. Начальные протоны независимо друг от друга переходят в конфигурации партонов.
2. Между двумя партонами из разных протонов происходит жесткое КХД-взаимодействие, в результате которого образуется очарованный С-кварк.
3. С-кварк рекомбинирует с кварком одного из начальных протонов, образуя D - мезон в конечном состоянии.

При этом не так важно, разделены этапы во времени или протекают почти одновременно. Существенно лишь, что они предполагаются независимыми.

Динамику процесса легко представить графически. На рис. I в системе центра масс показаны две возможности образования D^+ - мезона.

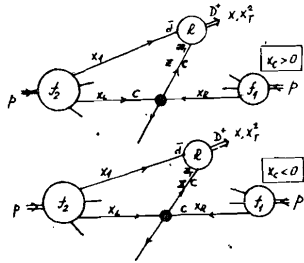


Рис. I
Две возможности образования D^+ - мезона в инклюзивных пр-столкновениях за счет механизма возбуждения очарованного кварка. X_L, X_R, Z - фейнмановские переменные соответствующих партонов.

Здесь и далее взято лишь низшее приближение по вкладу очарованного моря.

В соответствии с рис. I инвариантное дифференциальное сечение образования D^+ - мезона в системе центра масс при энергии \sqrt{s} и $X_F > 0$ записывается в виде^{/7,8/}:

$$f_{\pm}(x, p_T^2) \approx x^* \frac{d\sigma}{dx dp_T^2} = \int d\alpha_T^2 R(\alpha_T^2 \rightarrow x_T^2) \int \frac{dx_1 dz}{x_1 z^*} R(x_1, z \rightarrow x) \frac{z^* x_1 d\sigma_{\pm}}{dx_1 dz dp_T^2} \quad (I)$$

Здесь "+" соответствует рисунку, где $X_C > 0$, "-" - $X_C < 0$;

$$X \equiv X_F = \frac{2}{\sqrt{s}} P_{1D}, \quad X^* = \frac{2}{\sqrt{s}} E_D, \quad x_T = \frac{2}{\sqrt{s}} P_{2D}, \quad M = \frac{2}{\sqrt{s}} m_c,$$

$$z = \frac{2}{\sqrt{s}} P_{1c}, \quad z^* = \frac{2}{\sqrt{s}} E_c, \quad \alpha_T = \frac{2}{\sqrt{s}} P_{Tc}; \quad x_i = \frac{2}{\sqrt{s}} P_{Ni},$$

$$S = (P_1 + P_2)^2 - \text{полная энергия системы; } P_{1D}, P_{2D}, M_D, E_D - \text{продольный, поперечный импульс, масса и энергия мезона; } P_{1c}, P_{2c}, m_c.$$

E_C - продольный, поперечный импульс, масса и энергия С-кварка.

Вероятность образования мезона из кварков дается функциями рекомбинации:

$$R(x_T^2 \rightarrow x_T^2) = \frac{\sqrt{s}}{4} \delta(\alpha_T^2 - x_T^2) R(\alpha_T^2), \quad (2)$$

$$R(x_1, z \rightarrow x) = N \delta(x - x_1 - z) R(x_1, z), \quad (3)$$

где $R(\alpha_T^2) = \exp\left(-\frac{\sqrt{s}}{4} \alpha_T^2\right), \quad (4)$

$$R(x_1, z) = \sqrt{x_1 z^*} \exp\left\{-\rho(x_1 - z)^2\right\}, \quad (5)$$

а нормировка N определяется из условия

$$\int R(x_1, z \rightarrow x) dx_1/x_1 dz/z^* = \text{const.}$$

Для простоты предполагается независимость рекомбинации по продольному $R(x, z \rightarrow x)$ и поперечному импульсам $R(\alpha_T^2 \rightarrow x_T^2)$.

Выбор рекомбинационной функции в виде (5) позволяет учесть всю кинематическую область импульсов С-кварка. Ранее считалось, что $X > 0$, и случай $X_C < 0$ не рассматривался^{/5,7/}. Параметр функции $R(x_1, z)$ ρ взят равным $0,25^{/9/}$, изменение его на порядок приводит к (10-15)-процентному изменению нормировки сечения.

Вероятность образования рекомбинирующих кварков (С и \bar{d}) с импульсами z, p_T^2, X_F определяется инвариантным сечением:

$$\frac{z^* x_1 d\sigma_{\pm}}{dx_1 dz dp_T^2} = x_1 \int dx_L dx_R \sum_{i=9,8} f_{d/i}(x_L, x_L) f_{c/i}(x_R) \frac{z^* d\sigma_{\pm i}}{dz dp_T^2} \quad (6)$$

Здесь $f_i(x_e)$ - одночастичная ФР, $f_{d/i}(x_L, x_L)$ - двухчастичная ФР, X_L, X_R, X_F - фейнмановские переменные (см. рис. I).

Вероятность образования в жестком подпроцессе очарованного кварка с импульсами z, p_T^2 имеет вид

$$\frac{z^* d\sigma_{\pm i}}{dz dp_T^2} = \theta(x_e^* + x_i^* - z^*) \frac{d\sigma_i}{d\hat{s}}(S, T^{\pm}) \varphi^{\pm}(x_R, x_L, z), \quad (7)$$

где $\varphi^+ = x_R^* x_{L+} \delta(\mu^2 + x_R^*(x_{L+} - z_+) + 1/2(x_L z - x_L^* z^*))$,
 $\varphi^- = x_L x_{R-} \delta(\mu^2 + x_L(x_{R-} - z_-) - 1/2(z^* x_R^* - z x_R))$,
 $x_{\pm} = \frac{1}{2}(x^* \pm x)$; $S^+ = S x_R^* x_{L+}$, $S^- = S x_{R-} x_L^*$,
 $T^{\pm} = 2m_c^2 - \frac{1}{2} S (x_{(L)}^* z^* - z x_{(L)})$.

В переменных S^{\pm} , T^{\pm} и $U^{\pm} = S^{\pm} + T^{\pm}$ КХД сечение возбуждения очарования ^{15/} записывается в виде

$$\frac{d\sigma_g}{d\hat{t}} = \frac{4\pi}{9} \alpha_s^2 \frac{U^2 + S^2 + 2m_c^2 T}{S^2 T^2},$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_g}{d\hat{t}} = & \frac{\pi}{9} \frac{\alpha_s^2}{S^2} \left[18 \frac{SU}{T^2} + \frac{m_c^2}{SU} (4m_c^2 - T) + \right. \\ & + \frac{4(SU + 2m_c^2(2m_c^2 + S))}{S^2} + 4 \frac{SU + 2m_c^2(2m_c^2 - U)}{U^2} + \\ & \left. + 9 \frac{SU + m_c^2(S+U)}{T \cdot S} - 9 \frac{SU - m_c^2(S+U)}{T \cdot U} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Одночастичные ФР $f_i(x)$ взяты из КХД обработки данных по глубоконеупругому μp -рассеянию ^{10/} на основе статистической партонной модели ^{14/}.

В этой модели для двух валентных u -кварков

$$f_{W}(x_1, x_2) = \tau/\pi (1-x_1-x_2)^{\tau-1} (x_1 x_2)^{-1/2},$$

для валентного d -и морского d -кварка

$$f_{VS}(x_1, x_2) = \frac{\tau-g-1/2}{8} \frac{(1-x_1-x_2)^{\tau-1/2}}{\sqrt{x_1 x_2} B(1/2, \tau+1/2)},$$

для валентного d -кварка и глюона

$$f_{Vg}(x_1, x_2) = g \frac{(1-x_1-x_2)^{\tau-1/2}}{\sqrt{x_1 x_2} B(1/2, \tau+1/2)},$$

для двух морских d -кварков

$$f_{SS}(x_1, x_2) = \frac{(\tau-g-1/2)^2}{64} \frac{(1-x_1-x_2)^{\tau}}{x_1 x_2},$$

для морского d -кварка и глюона

$$f_{Sg}(x_1, x_2) = g \frac{\tau-g-1/2}{8} \frac{(1-x_1-x_2)^{\tau}}{x_1 x_2}.$$

Очарованное море считается подавленным по отношению к обычному, т.е. $f_c(x)/f_s(x) = f_{Vc}(x_1, x_2)/f_{VS}(x_1, x_2) = b_c \ll 1$.

Два свободных параметра τ и g подлежат определению из сравнения с экспериментальными данными.

Выполняя интегрирования в формуле (I), приходим к выражению

$$f_{\pm}(x, p_T^2) = R(x_T^2) \int \frac{dz}{z^*} R(x_1, z) \int dx_{(L)} \quad (9)$$

$$\times \frac{x_{(R)} x_{(L+)} x_{(R-)} x_{(L-)}}{x_{(L+)} - z_{\pm}} \sum_i f_{d(i)}(x_1, x_2) f_{(i)}(x_R) \frac{d\sigma_{i\pm}}{d\hat{t}},$$

где $x_1 = x - z$, $x_R = \frac{x_L^* z^* - x_L z - \mu^2}{2(x_{L+} - z_+)}$, $x_L = \frac{x_R^* z^* - x_R z - \mu^2}{2(x_{R-} - z_-)}$.

Область интегрирования задается соотношениями (далее для конкретности $\eta = 0,5$)

для f_+ : $-1+x < z < x$; $\min(\sqrt{1-\mu^2 + \frac{4M_p^2}{S}}, 1-x+z) > 0$;

$$x_{L+} > z_+; x_R < 1; x_R^* + x_L^* > z^*; S^+ S_L = 2m_c^2 \eta (1 + \sqrt{1 + \eta});$$

$$-\frac{S^2}{S^2 + m_c^2} < T^+ < T_T = 4m_c^2 \eta,$$

для f_- : $0 < x_L < 1-x+z$; $x_R^* < 1$; $x_R^* + x_L^* > z^*$; $S^- > S_L$;

$$T_T > T^- - S^- / (S^- + m_c^2).$$

В системе центра масс дифференциальный спектр имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dx} = \int dx_T^2 \frac{1}{x_T^*} (f_+(x, x_T^2) + f_-(x, x_T^2)). \quad (I0)$$

Из сравнения соотношения (I0) с экспериментальными данными /II/ при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ определены параметры двухчастичных ФР $f_{\pm}(x, x_T^2)$:
 $\tau = 1,7$ и $\varphi = 0,3$. (II)

При этом нормировка сечения не фиксировалась. Считалось, что $0,01 \leq x_T^2 \leq 0,1$, т.к. при $x_T^2 \approx 0$ описание данных с использованием жесткого КХД-подпроцесса вряд ли оправдано. Результаты достаточно слабо чувствительны к изменению параметров $\rho, m_c^2, \tau, \varphi$. Сильнее они зависят от параметра η , определяющего непертурбативный верхний предел передач в жестком подпроцессе. При изменении η от 0,5 до 2,0 сечение падает на порядок.

На рис.2 приведено сравнение экспериментальных данных /II/ с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (I0) с параметрами (II). Две другие кривые иллюстрируют вклад функций $f_+(x, x_T^2)$ (пунктир) и $f_-(x, x_T^2)$ (точки) в спектр $d\sigma/dx$.

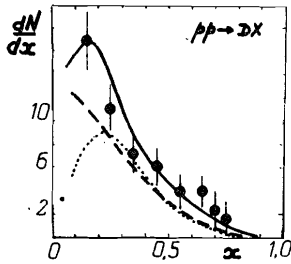


Рис. 2

Импульсный спектр D^- -мезонов в реакции $pp \rightarrow DX$ при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ. Данные из работы /II/. Сплошная кривая - результат расчета импульсного спектра в механизме возбуждения. Пунктир - вклад $f_+(x, x_T^2)$. Точки - вклад $f_-(x, x_T^2)$.

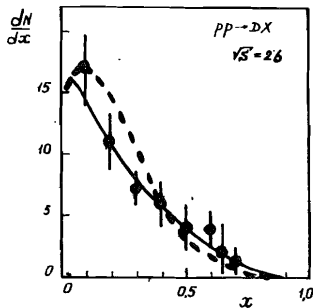


Рис. 3

Импульсный спектр D^- -мезонов в реакции $pp \rightarrow DX$ при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ. Данные из работы /II/. Сплошная кривая - спектр, полученный в /8/ в механизме рождения. Пунктирная кривая - спектр, полученный в механизме возбуждения (см. рис. 2).

Как видно из рис.3, механизм возбуждения позволяет описать форму импульсного спектра dN/dx не хуже, чем механизм рождения /8/. Для разделения вкладов этих механизмов, например, с целью определения η или ФР очарованных кварков, необходимо привлекать дополнительную информацию, чувствительную к абсолютным выходам частиц.

Рассмотренные каналы $X_c > 0 - f_+(x, x_T^2)$ и $X_c < 0 - f_-(x, x_T^2)$ (см. рис.1) дают примерно равные вклады в спектр dN/dx (см. рис.2). Однако X -зависимость вкладов различна: вклад функции $f_+(x, x_T^2)$ монотонно убывает с ростом X , в то время как вклад $f_-(x, x_T^2)$ имеет характерный максимум при $X \approx 0,2$. Этот максимум проявляется в суммарном спектре dN/dx при $X \approx 0,1$ (см. рис.2).

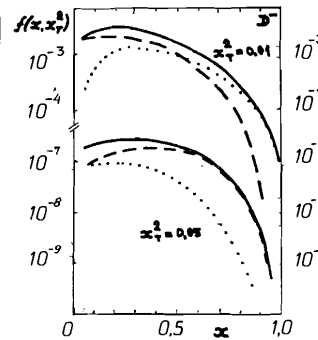
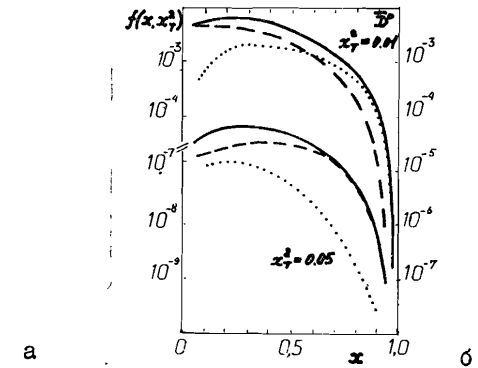
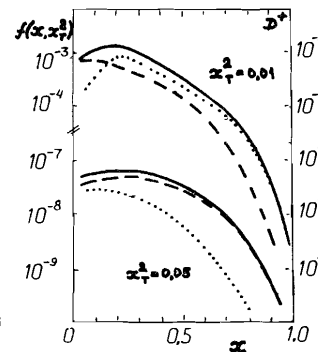


Рис. 4

Дифференциальные сечения при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ:

$f(x, x_T^2)$ - сплошная кривая,
 $f_+(x, x_T^2)$ - пунктирная кривая,
 $f_-(x, x_T^2)$ - точки,

а) для $pp \rightarrow D^+ X$,
 б) для $pp \rightarrow D^0 X$,
 в) для $pp \rightarrow D^- X$.

На рис.4 приведены предсказания механизма возбуждения для дифференциальных сечений $f_+(x, x_T^2)$ и $f_-(x, x_T^2)$ инклюзивного pp -рождения D^+, D^0, \bar{D}^0, D^- -мезонов при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ.

Выводы

Исследовано образование D - мезонов в pp-столкновениях, обусловленное механизмом возбуждения очарованного кварка ($qc \rightarrow qc$, $qc \rightarrow qc$). Рассчитаны инвариантные дифференциальные сечения и импульсные спектры D^+ ; D^0 ; D^- - мезонов при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ.

Показано, что механизм возбуждения позволяет описать форму импульсного спектра dN/dx не хуже, чем механизм рождения ($qq \rightarrow c\bar{c}$, $qq \rightarrow c\bar{c}$).

С помощью модифицированной функции рекомбинации учтен весь кинематический интервал импульсов рожденного в жестком соударении c -кварка ($-1 < z < 1$). Это позволило впервые в механизме возбуждения рассмотреть два допустимых канала $X_c > 0$ и $X_c < 0$ (см. рис.1). Ранее считалось, что $z > 0$, и канал $X_c < 0$ не рассматривался.

Показано, что оба канала дают примерно равные вклады в dN/dx (см. рис.2). Однако они по-разному зависят от $X = \frac{z}{\sqrt{s}} P_{\text{had}}$: dN/dx в канале, где $X_c > 0$, монотонно падает с ростом X , в то время как dN/dx при $X_c < 0$ имеет характерный максимум при малых X . Этот максимум проявляется и в суммарном спектре. Экспериментальное обнаружение такого максимума послужило бы указанием на действительно существенную роль механизма возбуждения.

Заметим, что с ростом энергии, благодаря возрастанию относительной доли тяжелых кварков $^{1/2}$, выход тяжелых адронов за счет механизма возбуждения должен расти.

В рамках принятой партонной картины рождения очарованных адронов помимо механизмов возбуждения и рождения имеется возможность непосредственного образования очарованных мезонов на очарованных кварках моря, минуя жесткую КХД-стацию $^{1/3}$. Этим путем должны рождаться мезоны с очень малыми поперечными импульсами. Для полного изучения адронного образования очарованных частиц необходимо учесть все вышеупомянутые механизмы. При этом появится возможность оценить вклад c -кварков в море протона. Такое исследование будет проведено в следующей работе.

Автор благодарит С.А.Бунятова и П.С.Исаева за руководство работой, Ю.П.Иванова за помощь в организации расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Politzer H.D. Phys.Rep., 1974, с14, p.129;
Ефремов А.В., Радешкин А.В. ТМФ, 1980, т.44, с.17,157,327.
2. Gluck M., Owens J.F., Reya E. Phys.Rev., 1978, D17, p.2324,
Beyrand T.H. Phys.Rev., 1982, D26, p.3298.

3. Hwa R.C. Phys.Rev., 1980, D20, p.1583;
Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. ЯФ, 1978, 28, 1315.
4. Бедняков В.А., Исаев П.С., Коваленко С.Г. ЯФ, 1984, т.40, с.1312.
5. Combridge V.L. Nucl.Phys., 1979, B151, p.429;
Odorico R. Nucl.Phys., 1982, B209, p.74;
Bager V., Halzen F., Keung W.Y. Phys.Rev., 1981, D24, p.1428;
Боресков К.Г., Кайдалов А.В. ЯФ, 1983, т.37, с.174.
6. Mazzanti P., Wada S. Phys.Rev., 1982, D26, p.602;
Дубинин М.Н., Славнов Д.А. ЯФ, 1983, т.37, с.187;
Славнов Д.А. ЯФ, 1985, т.41, с.213;
Glover E.W.N., Nagiwaru K., Martin A.D. Phys.Lett., 1986, B168, p.289;
Ali A., Ingelman G. Phys.Lett., 1985, B156, p.111
7. Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. ЯФ, 1981, т.33, с.832;
Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Суслов М.В. ЯФ, 1983, т.38, с.727.
8. Бедняков В.А., Исаев П.С., Коваленко С.Г. В кн: Материалы У рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЗ-ОИЯИ. ОИЯИ, Д1, 2, 13-84-332, Дубна, 1985, с.185;
Бедняков В.А., Бунятов С.А., Исаев П.С. Сообщение ОИЯИ, P2-84-820, Дубна, 1984.
9. Takasugi E. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p.211.
10. Златев И.С. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.454;
Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, т.36, с.745.
11. Aguilar-Benitez M. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p.103.
12. Иванов Ю.П. Препринт ОИЯИ, P2-85-602, Дубна, 1985; ЯФ, 1986, т.44, с.492.
13. Takasugi E., Tata X. Phys.Rev., 1982, D26, p.120;
Badalyan R.G., Gulkanyan H.R. Preprint EPI-735(68)-84, Eravan, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 ноября 1986 года.

Бедняков В. А.

P2-86-739

О механизме возбуждения очарованного кварка
в инклюзивном образовании D-мезонов

Исследовано рождение D- мезонов в инклюзивных pp-столкновениях, обусловленное механизмом жесткого КХД-возбуждения очарованного кварка из моря ($qc \rightarrow qc$ и $gc \rightarrow gc$). Считается, что мезоны образуются путем рекомбинации C-кварка с кварками из начальных протонов. Процесс рекомбинации феноменологически описан с помощью модифицированной функции рекомбинации, позволяющей учесть всю кинематическую область импульсов C-кварка. Вероятность фрагментации протона на совокупность кварков, необходимых для формирования мезона с заданными квантовыми числами, задается двухчастичной функцией распределения. Свободные параметры найдены при анализе данных. В низшем приближении по вкладу очарованного моря рассмотрены два допустимых канала образования очарованных мезонов в механизме возбуждения. Показано, что этот механизм позволяет описать форму импульсного спектра мезонов не хуже, чем механизм рождения ($qq \rightarrow cc$ и $gg \rightarrow cc$). Вычислены спектры и инвариантные дифференциальные сечения рождения D^{0-} , \bar{D}^{0-} , D^{+-} и D^{*-} мезонов в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 26$ ГэВ и $X_F > 0$. Отмечена возможность существования характерного для механизма возбуждения максимума в импульсном спектре очарованных мезонов при малых фейнмановских переменных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О. С. Виноградовой

Bednyakov V. A.

P2-86-739

About the Mechanism of Charmes Quark Excitation
in Inclusive Production of D- Mesons

D-meson inclusive pp-production by hard QCD excitation of charmed sea quark ($qc \rightarrow qc$, $gc \rightarrow gc$) was investigated. Charmed mesons are produced through recombination of charmed quark with quarks from initial protons. The recombination process is described phenomenologically in the language of a modified recombination function which permits to take into consideration the whole C-quark kinematical interval. The probability of fragmentation of initial proton to a set of quarks necessary for production of charmed meson with the given quantum numbers is assigned by two-particle distribution functions. Free parameters have been determined from the data analysis. Two allowed channels of charmed meson production by excitation mechanism was considered in lowest charm quark sea approximation. It is demonstrated that the excitation mechanism permits to describe the shape of meson momentum spectrum as well as production mechanism ($q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$, $gg \rightarrow c\bar{c}$). Momentum spectra and invariant differential cross sections of pp-productions of D^{0-} , \bar{D}^{0-} , D^{+-} , D^{*-} -mesons have been calculated at $\sqrt{s} = 26$ GeV and $X_F > 0$. The possibility of specific for excitation mechanism maximum in momentum spectrum at low X_F was stressed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986