

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P2-84-820

В.А.Бедняков, С.А.Бунятов, П.С.Исаев

СПЕКТРЫ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ,  
РОЖДЕННЫХ В  $\nu$  p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1984

В рамках современных представлений при рассеянии нейтрино на протоне /или любом другом адроне/ очарованные  $c(\bar{c})$ -кварки, входящие в состав очарованных адронов, могут появляться двумя способами. Во-первых, они рождаются в процессах рассеяния нейтрино на  $d$ - и  $s$ -кварках:  $\nu d \rightarrow \mu c$ ,  $\nu s \rightarrow \mu c$ . Во-вторых, очарованные кварки образуются из вакуума путем разрушения виртуальных  $c\bar{c}$ -пар, входящих в состав кваркового моря протона. Однако вклад морских очарованных кварков в состав моря протона весьма мал. По этой причине учтем лишь первую возможность образования  $c$ -кварка. Отметим также, что процессы  $\nu d(s) \rightarrow \mu c$  с достаточной точностью описываются низшим приближением стандартной теории электрослабого взаимодействия<sup>/1/</sup>.

Для расчета процессов образования очарованных адронов недостаточно знать сечения рождения  $c$ -кварков, необходимо уметь описывать процедуру адронизации этих кварков.

Превращение цветных кварков в бесцветные адроны нельзя понять без учета эффектов конфайнмента. Последние в настоящее время лежат вне рамок количественных предсказаний квантовой хромодинамики. Поэтому процесс адронизации кварков приходится описывать феноменологически, используя функции распределения, фрагментации и рекомбинации. Через одночастичные функции распределения  $f(x) / x$  - бьеркеновская переменная/ в партонной модели выражаются инклюзивные сечения рассеяния лептонов на адронах. Инклюзивное образование /очарованных/ адронов обычно описывается на языке функций фрагментации  $F(z) / z$  - фейнмановская переменная/. При этом импульс образованного адрона не может превышать импульса фрагментирующего в этот адрон кварка. В результате инклюзивные спектры обычно оказываются "мягкими", т.е. основная масса адронов имеет малые продольные импульсы. Однако измеренный в  $pp$ -столкновениях импульсный спектр  $\Delta_c^{+2/}$  носит ярко выраженный "жесткий" характер, и на языке функций фрагментации не поддается удовлетворительному описанию.

"Жесткий" характер импульсного спектра легко воспроизвести, если воспользоваться механизмом кварковой рекомбинации<sup>/3,4/</sup>. В этом случае очарованный мезон образуется путем рекомбинации  $c$ -кварка, рожденного в элементарном подпроцессе, с кварком из начального адрона /последний называют "наблюдателем"/. Полный импульс образовавшегося мезона складывается из импульса  $c$ -кварка и кварка-наблюдателя. Расчеты по такой схеме были проведены в работе<sup>/4/\*</sup>.

\*В ней, в частности, было показано, что описание данных на языке функций фрагментации эквивалентно учету рекомбинации  $c$ -кварка с морскими кварками-наблюдателями.

Подобную схему мы использовали в работе /5/, в которой проанализировали процессы рождения очарованных адронов в адрон-адронных столкновениях, и нашли определяющие сечения этих процессов двух- и трехчастичные функции распределения /в скейлинговом пределе/.

В настоящей работе мы используем эти функции, содержащие важную информацию о характере образования очарованных мезонов и барионов, для расчета спектров и сечений рождения очарованных адронов в  $\nu p$ -взаимодействиях.

Сформулируем основные положения кварк-партонного подхода /4,5/ применительно к интересующим нас процессам рождения очарованных адронов.

1/ При рассеянии нейтрино на протоне последний распадается на "активный" кварк, кварки-"наблюдатели" и совокупность кварков, из которых образуется конечное адронное состояние X.

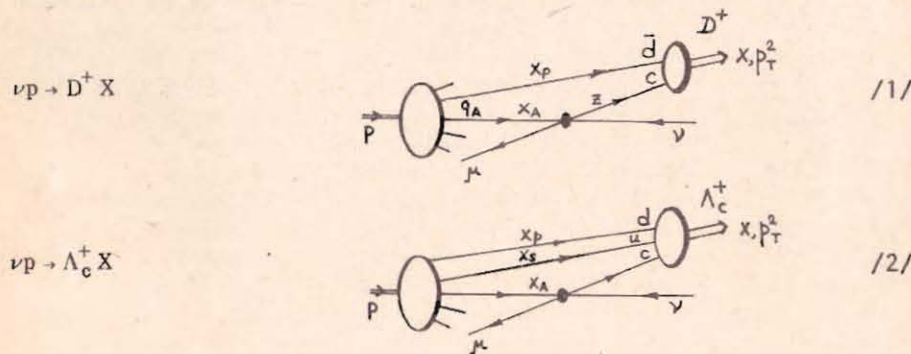
2/ Нейтрино взаимодействует с "активным" кварком /по каналу заряженного тока/, образуя мюон и очарованный c-кварк:  $\nu q_A \rightarrow \mu c$ .

3/ Регистрируемый очарованный адрон формируется путем рекомбинации c-кварка с кварками-"наблюдателями".

4/ Все подпроцессы - распад начального протона на кварки, рассеяние нейтрино на "активном" кварке и рекомбинация кварков в очарованный адрон, происходят независимо друг от друга.

5/ Кварки-партоны взаимодействуют только во время фрагментации протона, рекомбинации и  $\nu q$ -рассеяния. Это взаимодействие описывается функцией распределения /мультипартонной/, функцией рекомбинации и сечением  $\nu q$ -рассеяния, соответственно.

Согласно вышеизложенному подходу, в системе центра масс /совпадающей при очень больших энергиях с системой бесконечного импульса/, пространственно-временную схему процессов  $\nu p \rightarrow D(\Lambda_c^+) X$  можно изобразить графически в виде:



Аналогичные рисунки легко поставить в соответствие большой совокупности процессов типа:  $\nu p \rightarrow D^-(D^0, \bar{D}^0, F^+, F^-, \dots) X$ ,  $\nu p \rightarrow \Sigma_c^{++} X$ ,  $\nu n \rightarrow DX$ ,  $\bar{\nu} n \rightarrow DX \dots$ , и т.д.

В рамках принятой кварк-партонной картины инвариантное сечение образования очарованного мезона /1/ можно записать:

$$f_D(x, p_T^2) = x^* \frac{d\sigma}{dx dp_T^2} = \int dx_p dz \frac{R(x_p, z; x)}{x_p z} \left( z^* x_p \frac{d\sigma}{dx_p dz dp_T^2} \right). \quad /3/$$

Инвариантное сечение образования двух кварков, рекомбинирующих в мезон, определяется выражением:

$$z^* x_p \frac{d\sigma}{dx_p dz dp_T^2} = x_p \int dx_A \Sigma f^P(x_p, x_A) \left( z^* \frac{d\sigma}{dz dp_T^2} \right), \quad /4/$$

где сечение слабого подпроцесса рождения c-кварка имеет вид:

$$z^* \frac{d\sigma}{dz dp_T^2} = \frac{2G^2}{\pi} \theta(x_A - \frac{m_c^2}{s}) \frac{x_A - \frac{m_c^2}{s}}{2 + z - z^*} \delta(x_A - \frac{z^* + z - 2 \frac{m_c^2}{s}}{2 + z - z^*}). \quad /5/$$

Функция рекомбинации двух кварков в мезон выбрана в простейшем виде /6/:

$$R(x_p, z; x) = \frac{\delta(1 - \frac{x_p}{x} - \frac{z}{x})}{B(1/2, \rho)} \left(\frac{x_p}{x}\right)^{1/2} \left(\frac{z}{x}\right)^\rho. \quad /6/$$

В формулах /3/-/6/ введены следующие обозначения:  $x^* = \frac{2E_D}{\sqrt{s}}$ ,

$x = \frac{2p_{\parallel D}}{\sqrt{s}}$ ,  $E_D$ ,  $p_{\parallel D}$  и  $p_T^2$  - энергия, продольный и квадрат

поперечного импульса рожденного  $D^+$ -мезона;  $s = (p + \nu)^2$  - квадрат полной энергии сталкивающихся частиц:  $x_A$ ,  $x_p$ ,  $z = \frac{2}{\sqrt{s}} p_{\parallel c}$  -

импульсные переменные "активного", "наблюдателя" и c-кварка;

$z^* = (z^2 + 4/s(p_T^2 + m_c^2))^{1/2} = \frac{2}{\sqrt{s}} E_c$ ,  $m_c$  - масса очарованного кварка / $m_c^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ /.

Вклад суммы двухчастичных функций распределения  $f^P(x_p, x_A)$  определяется кварковой структурой протона и  $D^+$ -мезона.

Инвариантное инклюзивное сечение образования  $\Lambda_c^+$  имеет аналогичный вид, с тем различием, что в нем фигурируют трехчастичные функции распределения  $f^P(x_s, x_p, x_A)$  и рекомбинации  $R(x_s, x_p, z; x)$  /6/

$$R(x_s, x_p, z; x) = \frac{\delta(1 - \frac{x_s}{x} - \frac{x_p}{x} - \frac{z}{x})}{B(1/2, \rho) B(1/2, \rho + 1/2)} \left(\frac{x_p x_s}{x^2}\right)^{1/2} \left(\frac{z}{x}\right)^\rho. \quad /7/$$

Забегая вперед, отметим, что полученные нами результаты слабо зависят от величины  $\rho$  /см. /6/ и /7//, мы брали  $\rho = 1/2; 0; -1/2$ .

Выражения для мультипартонных функций распределения взяты из работы /7/, они содержат по три свободных параметра  $\tau$ ,  $g$ ,  $\beta$ . В качестве примера приведем некоторые выражения для трехчастичных функций распределения.

Для двух валентных /u и d/ кварков и одного морского -

$$f_{vvs}(x_1, x_2, x_3) = \frac{2b}{\pi} \tau_3 \frac{(1-x_1-x_2-x_3)^{\tau_3-1}}{\sqrt{x_1 x_2 x_3}} H(0, x_1, x_2, x_3),$$

для одного валентного (d) и двух морских (d) кварков -

$$f_{vss}(x_v, x_1, x_2) = \frac{b^2}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\tau_3+1)}{\Gamma(\tau_3+1/2)} \frac{(1-x_v-x_1-x_2)^{\tau_3-1/2}}{\sqrt{x_v x_1 x_2}} H(1/2, x_v, x_1, x_2),$$

для трех морских кварков /u и 2d/ -

$$f_s(x_1, x_2, x_3) = \frac{b^3}{2} \frac{(1-x_1-x_2-x_3)^{\tau_3}}{x_1 x_2 x_3} H(1, x_1, x_2, x_3),$$

где

$$H(a, x_1, x_2, x_3) = \frac{\Phi(g_3, \tau_3 + a; -\beta_3(1-x_1-x_2-x_3))}{\Phi(g_3, \tau_3 + 1; -\beta_3)},$$

$\Phi(a, b, c)$  - вырожденная гипергеометрическая функция,  $b = \frac{\tau_3 - g_3 - 1}{8}$ .

Свободные параметры определены в /5/ и имеют следующие значения:  $\tau_2 = 5,3$ ;  $g_2 = 0,1$ ;  $\beta_2 = -21,3$ ;  $\tau_3 = 0,7$ ;  $g_3 = 0,1$ ;  $\beta_3 = -5,4$ .

Подставляя формулы /4/-/6/ в выражение /3/ и проводя интегрирование с помощью  $\delta$ -функций, для инвариантного сечения образования  $D^+$ -мезона получим:

$$f_D(x, p_T^2) = \frac{2G^2}{\pi} \frac{x}{B(1/2, \rho)} \int_0^1 dt \sqrt{1-t} t^{\rho-1} \theta(1-x_p-x_A) \theta(x_A - \frac{m_c^2}{s}) \times \frac{x_A - \frac{m_c^2}{s}}{2+z-z^*} \sum_{D^+} f^D(x_p, x_A), \quad /8/$$

при этом  $z = xt$ ,  $x_p = x - z$ ;  $z^*$  и  $x_A$  определены выше.

Для образования  $\Lambda_c^+$ , аналогично, имеем:

$$f_\Lambda(x, p_T^2) = x^* \frac{d\sigma}{dx dp_T^2} = \frac{2G^2}{\pi} \frac{x^2}{B(1/2, \tau) B(1/2, \rho+1/2)} \int_0^1 dt_2 \sqrt{t_2} \times \times (1-t_2)^{\rho+1/2} \int_0^1 dt_1 \sqrt{t_1} (1-t_1)^{\rho-1} \theta(1-x_p-x_s-x_A) \theta(x_A - \frac{m_c^2}{s}) \times$$

$$\times (x_A - \frac{m_c^2}{s}) (2-z^*+z)^{-1} \sum_{\Lambda_c^+} f^D(x_p, x_s, x_A), \quad /9/$$

где  $x^* = \frac{2}{\sqrt{s}} E_{\Lambda_c^+}$ ,  $x = \frac{2}{\sqrt{s}} p_{\parallel \Lambda}$ ,  $x_s = xt_2$ ,  $x_p = x(1-t_2)t_1$ ,  $z = x - p_p - x_s$ ;  $z^*$   $x_A$  определены выше.

В сечении образования  $\Lambda_c^+$  на протоне дает вклад /см./9// сумма функций распределения вида:

$$\sum_{\Lambda_c^+} f^D(x_p, x_s, x_A) = \sin^2 \theta_c (f_{vvs}(x_s, x_A, x_p) + 2f_{vss}(x_A, x_p, x_s)) + (2 - \sin^2 \theta_c) f_s(x_s, x_p, x_A) + 4f_{vss}(x_s, x_p, x_A) + f_{vvs}(x_s, x_p, x_A),$$

где  $\theta_c$  - угол Кабиббо.

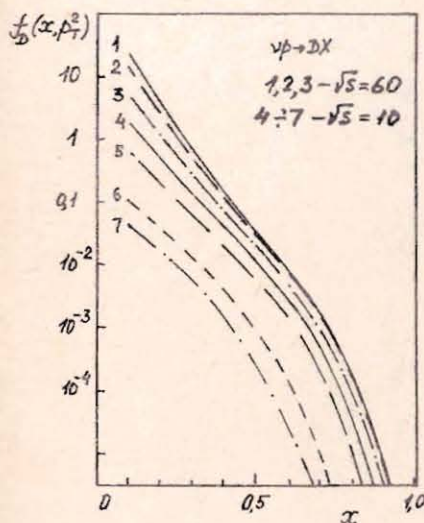


Рис. 1

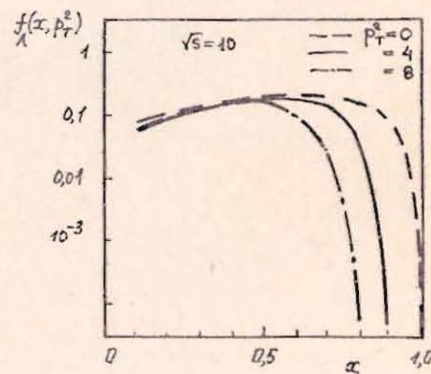


Рис. 2

На рис.1 и 2 приведены рассчитанные по формулам /8/ и /9/ инвариантные спектры  $D^+$  и  $\Lambda_c^+$ . На рис.1 кривые 1 и 4 соответствуют  $p_T^2 = 0$ ; 2 и 7 -  $p_T^2 = 8$ ; 3 -  $p_T^2 = 40$ ; 5 -  $p_T^2 = 2$ ; 6 -  $p_T^2 = 6$ . Выражения /8/ и /9/ получены для процессов  $\nu p \rightarrow D^+ X$  и  $\nu p \rightarrow \Lambda_c^+ X$  соответственно. Однако они применимы для расчета спектров других очарованных мезонов и барионов -  $D^0$ ,  $D^-$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $F$ ,  $\Sigma_c^{++}$ , и т.д. При этом, конечно, надо учитывать различия в выборе функций распределения.

Имея явные выражения для инвариантных функций  $f_D(x, p_T^2)$  и  $f_\Lambda(x, p_T^2)$ , можно вычислить импульсные спектры и сечения:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \int dp_T^2 \frac{1}{x^*} f(x, p_T^2), \quad /10/$$

$$\sigma = \int dp_T^2 \int dx \frac{1}{x^*} f(x, p_T^2).$$

/11/

Рассчитанные по формуле /10/ кривые для легчайших очарованных мезонов и барионов, образованных в  $\nu p$ -взаимодействиях, приведены на рис.3 и 4. Расчет проводился для трех значений  $\sqrt{s}$ ; на рисунках  $\sqrt{s} = 60$  ГэВ соответствует набор кривых, отмеченных 1,  $\sqrt{s} = 25$  ГэВ - соответственно 2 и  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ - 3. Все результаты приведены в относительных единицах.

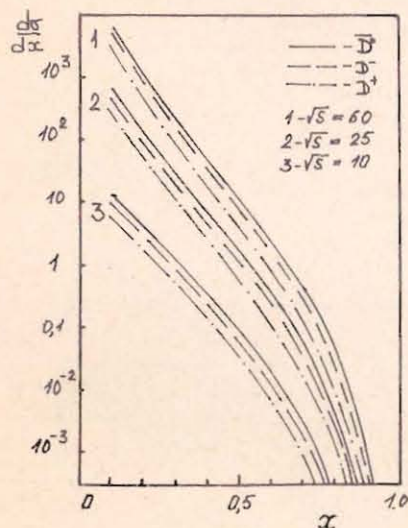


Рис.3

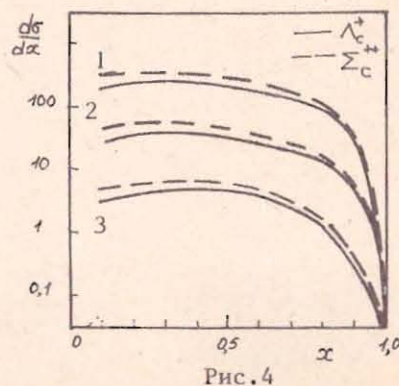


Рис.4

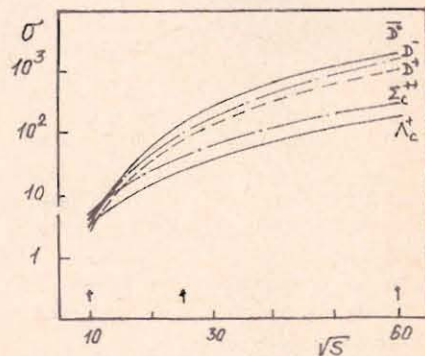


Рис.5

Зависимость от энергии полных сечений рождения очарованных адронов в  $\nu p$ -взаимодействиях дана на рис.5. Сравнивая эти кривые с экспериментальными данными, можно определить нормировку и перейти от относительных единиц к абсолютным.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках партонных представлений рассчитаны инклюзивные спектры очарованных мезонов -  $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $F$  и барионов  $\Lambda_c^+$ ,  $\Sigma_c^{++}$ , образующихся в  $\nu p$ -взаимодействиях.

Очарованные адроны формируются путем рекомбинации рожденного в слабом  $\nu q$ -подпроцессе очарованного кварка с кварками из начального протона. Вероятность нахождения в протоне совокупности кварков, необходимых для формирования очарованного адрона определенного типа ( $D^+$ ,  $D^-$ ,  $\Lambda_c^+$  и т.д.), задается мультипартонными функциями распределения. Эти функции мы используем без учета логарифмической  $Q^2$ -зависимости, т.е. в скейлинговом пределе. Учет  $Q^2$ -зависимости представляет самостоятельную задачу, решение которой не может существенно изменить полученные результаты. Эти результаты более чувствительны к виду  $x$ -зависимости функций распределения. Так, например, жесткий характер спектров  $\Lambda_c^+$  и  $\Sigma_c^{++}$  /рис.4/ обусловлен формой трехчастичных функций распределения, которые определялись из условия наилучшего описания известного жесткого спектра  $\Lambda_c^+$  в  $pp$ -столкновениях <sup>12,5/</sup>. Сильную зависимость  $(d\sigma/dx)(\Lambda_c^+)$  от вида трехчастичных функций распределения можно проиллюстрировать следующим способом. Если для вычисления этих распределений взять, скажем, параметры  $r_2$ ,  $g_2$ ,  $\beta_2$  вместо извлеченных из эксперимента  $r_3$ ,  $g_3$ ,  $\beta_3$  /что приведет, естественно, к изменению  $x$ -зависимости трехчастичных функций распределения/, то вместо жесткого спектра для  $\Lambda_c^+$  получим мягкий, похожий на спектр  $D^+$  /см. рис.3/.

Мы ограничились в своем рассмотрении лишь процессами образования очарованных адронов в  $\nu p$ -взаимодействиях. Однако не составляет труда, имея всевозможные мультипартонные функции распределения <sup>17/</sup>, рассчитать по изложенной схеме процессы нейтринного рождения любых очарованных адронов на произвольной адронной мишени /нейтроне, пионе и т.д./.

В заключение отметим, что многочастичные функции распределения и функции рекомбинации /в отличие от одночастичных функций распределения и функций фрагментации/, к сожалению, не имеют хорошего теоретического обоснования в рамках квантовой хромодинамики.

Авторы благодарят Ю.П.Иванова, С.Г.Коваленко и А.М.Рождественского за стимулирующие обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Glashow S.L. Nucl.Phys., 1961, 22, p.579; Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264; Salam A. In: Elementary Particle Theory. (Ed. by N.Swartholm). Stockholm, 1968, p.367.
2. Basile M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1981, 30, p.487.
3. Das K.P., Hwa R.C. Phys.Lett., 1977, B68, p.459.
4. Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. ЯФ, 1981, 33, с.832; Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Суслов М.В. ЯФ, 1963, 38, с.727.

5. Бедняков В.А., Исаев П.С., Коваленко С.Г. В кн.: Материалы V рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ ОИЯИ. ОИЯИ, Д1,2,13-84-332, Дубна, 1984, с.185.
6. Hwa R.C. Phys.Rev., 1980, D22, p.1593.
7. Бедняков В.А., Исаев П.С., Коваленко С.Г. ОИЯИ, P2-83-916, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 декабря 1984 года.

Бедняков В.А., Бунятов С.А., Исаев С.С. P2-84-820  
Спектры очарованных частиц, рожденных в  $\nu p$ -взаимодействиях

Рассчитаны импульсные спектры и сечения очарованных мезонов -  $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$  и барионов  $\Lambda_c^+$ ,  $\Sigma_c^{++}$ , рожденных в  $\nu p$ -взаимодействиях. Очарованные адроны образуются путем рекомбинации рожденного в слабом подпроцессе очарованного кварка с кварками из начального протона. Процесс рекомбинации феноменологически описывается на языке функций рекомбинации. Вероятность фрагментации начального протона на совокупность кварков, необходимых для формирования очарованного адрона с данными квантовыми числами, задается мультипартоными функциями распределения. Эти функции получены в рамках статистической партоновой модели с реджевской асимптотикой, удовлетворяющей основным положениям квантовой хромодинамики. Свободные параметры мультипартоновых функций распределения зафиксированы из анализа данных по образованию очарованных адронов в  $pp$ -столкновениях. Рассчитанные спектры очарованных мезонов имеют "мягкий" характер, спектры барионов - "жесткий". "Жесткий" спектр очарованных барионов, рожденных в  $\nu p$ -взаимодействиях, обусловлен "жестким" характером спектра  $\Lambda_c^+$ , образованного в  $pp$ -столкновениях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bednyakov V.A., Bunyatov S.A., Isaev P.S. P2-84-820  
Spectra of Charmed Particles Produced in  $\nu p$  Interactions

Momentum spectra and cross sections of charmed mesons  $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$  and baryons  $\Lambda_c^+$ ,  $\Sigma_c^{++}$  produced in  $\nu p$  interactions are calculated. Charmed hadrons are produced through recombination of the charmed quark, produced in the weak subprocess, with quarks from the initial proton. The recombination process is described phenomenologically in the language of recombination functions. The probability of fragmentation of initial proton to a set of quarks necessary for production of the charmed hadron with the given quantum numbers is assigned by multiparton distribution functions. These functions have been determined in the framework of statistical parton model with Regge asymptotics which satisfies the QCD main positions. Free parameters of multiparton distribution functions have been determined from the analysis of data on production of charmed hadrons in  $pp$ -collisions. The calculated spectra of charmed mesons have "soft" character, the baryonic, on the contrary - the "hard" one. The "hard" spectrum of charmed baryons produced in  $\nu p$  interactions is specified by a "hard" character of  $\Lambda_c^+$  spectrum produced in  $pp$ -collisions.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984