

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ НЕЙТРИНОРОЖДЕНИИ

Е.Г.Гурвич

Показано, что учет закона сохранения импульса и распадов резонансов в модели с платообразным инклюзивным спектром и малыми корреляциями по быстротам между первичными частицами позволяет описать наблюдаемое КНО распределение по множественности вторичных адронов в глубоконеупругом нейтринорождении.

В последнее время был выполнен ряд измерений распределения по множественности (РПМ) в глубоконеупругом нейтринорождении^{1, 2} при энергиях в s -системе $W \leq 15$ ГэВ, где доминирующим каналом является образование одной u -кварковой струи, а вклад d, s, \dots кварковых струй, а также многоструйных процессов, по-видимому, мал.

Удивительным свойством этих РПМ, хотя и более узких, чем в pp -рассеянии, является их приближенный КНО скейлинг³. Заметим, что в большинстве рассматриваемых в литературе моделей считается, что РПМ в одноструйных процессах пуассоноподобно, а наблюдаемый в pp -взаимодействиях КНО скейлинг возникает из-за их многоструйного характера^{4, 5}.

Предположим, что, как и в случае пуассоновского РПМ динамические корреляции между первичными¹⁾ частицами в кварковой струе малы, но учтем кинематические корреляции, связанные с законом сохранения импульса. Другими словами, предположим, что N -частичный инклюзивный спектр первичных частиц имеет следующий вид:

$$F_N(x_1, \dots, x_N) = [F_1(x_1) \dots F_1(x_N)] \theta(1 - x_1 - \dots - x_N). \quad (1)$$

Здесь x_i — фейнмановская переменная i -ой первичной частицы. θ -функция в (1) учитывает закон сохранения импульса; в ее отсутствие мы бы имели пуассоновское РПМ.

Для перехода от N -частичного инклюзивного спектра F_N к РПМ w_N удобно использовать известное соотношение

$$W(z) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} z^k w_k = \sum_{k=0}^{\infty} (1/k!) (z-1)^k f_k, \quad (2)$$

где

$$f_k \equiv \langle n(n-1)\dots(n-k+1) \rangle \int \prod_{i=1}^k dx_i F_k(x_1, \dots, x_k). \quad (3)$$

Подставляя (1) и (3) в (2) и вычисляя интегралы получаем

$$W(z) = (1/2\pi i) \int d\xi / (-\xi) \exp[-\xi + (z-1)\varphi(\xi)]. \quad (4)$$

¹⁾ Под первичными мы, следуя⁶, подразумеваем частицы непосредственно рожденные во взаимодействии. Наблюдаемые, вторичные частицы — это стабильные и продукты распада нестабильных первичных частиц.

Контур интегрирования в (4) расположен в левой полуплоскости параллельно мнимой оси, а

$$\varphi(\xi) = \int_0^{\infty} \exp(\xi x) F_1(x) dx. \quad (5)$$

Простейшей физически естественной моделью для $F_1(x)$ является следующая

$$F_1(x) = (1/x) C(x, x_0), \quad (6)$$

где $C(x, x_0) \approx 1$ при $x > x_0$ и $C = O(x)$ при $x \ll x_0$ ($x_0 = s_0/s$, где s_0 — постоянная, а s — переменная Мандельштама). Подставляя (5) и (6) в (4) окончательно получим²⁾

$$W(z) = [(s/s_0)^2 - 1 / \Gamma(z)] (1 + O(s_0/s)). \quad (7)$$

Из (7)³⁾ и (2) нетрудно, по крайней мере численно восстановить и РПМ первичных частиц w_k .

Учтем теперь, что мы получили РПМ первичных адронов, часть которых являются резонансами. Последующий распад этих резонансов несомненно искажает РПМ. Кроме того на эксперименте наблюдается РПМ заряженных частиц, в то время как w_k — это распределение по полному числу частиц.

Нетрудно видеть, что если w_k^I — вероятность образования k первичных частиц, $w_n^{II} - n$ заряженных вторичных, то

$$w_n^{II} = \sum_{k=0}^{\infty} M(n, k) w_k^I, \quad (8)$$

где $M(n, k)$ представляет собой вероятность того, что из k первичных частиц после распада всех резонансов образуется n вторичных заряженных адронов.

Схема расчета $M(n, k)$ показана на рис. 1 на примере реакции



Виртуальный W^+ -бозон выбивает из протона d -кварк, превращая его в u -кварк и оставляя в протоне uu -дикварк. Кроме того из вакуума рождается некоторое количество дополнительных $q\bar{q}$ -пар, которые, рекомбинируя с первоначальными кварком и дикварком и друг с другом формируют первичные адроны⁴⁾. При этом считается, что u -, d -, s -кварки образуются с вероятностями (см. ⁶⁾)

$$P_u = P_d = 0,4; \quad P_s = 0,2. \quad (10)$$

Спин образовавшегося первичного адрона дается кварковой спиновой комбинаторикой, а сорт адрона при данном спине — его кварковым содержанием. Нестабильные первичные частицы распадаются, причем вероятности различных каналов распада берутся из эксперимента⁵⁾. При этих условиях $M(n, k)$ с любой разумной точностью можно вычислить с помощью разыгрыша Монте-Карло.

Имея в распоряжении $M(n, k)$ и w_k^I нетрудно получить РПМ заряженных частиц для процесса (9), показанное при различных энергиях на рис. 2, а. Видно, что полученные РПМ в диапазоне энергий $3 \text{ ГэВ} \leq W \leq 15 \text{ ГэВ}$ удовлетворяют приближенному КНО скейлингу и, как явствует из рис. 2, б, хорошо согласуются с экспериментом.

2) Явный вид функции $C(x, x_0)$ в главном по s_0/s приближении определяет только величину постоянной s_0 .

3) Простейший вид (7) для производящей функции РПМ был установлен ранее в работе ⁷⁾ в рамках двумерной струнной модели.

4) Заметим, что при расчете $M(n, k)$ число первичных адронов, а значит и дополнительных $q\bar{q}$ -пар берется фиксированным.

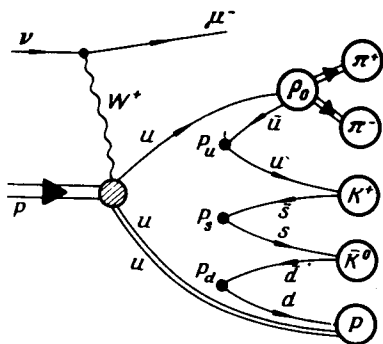


Рис. 1.

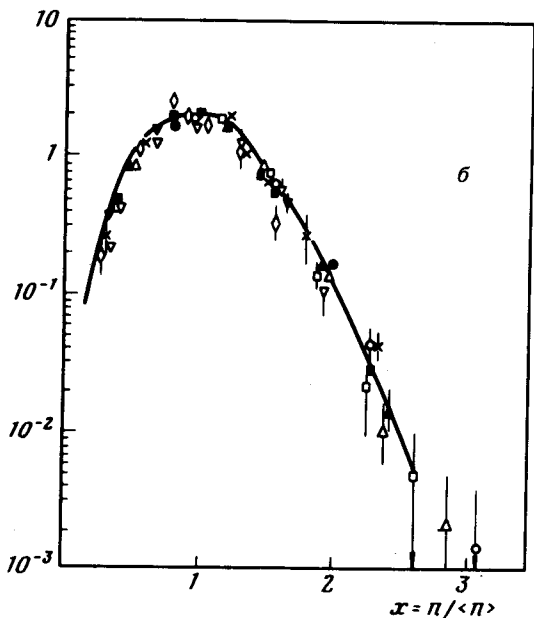
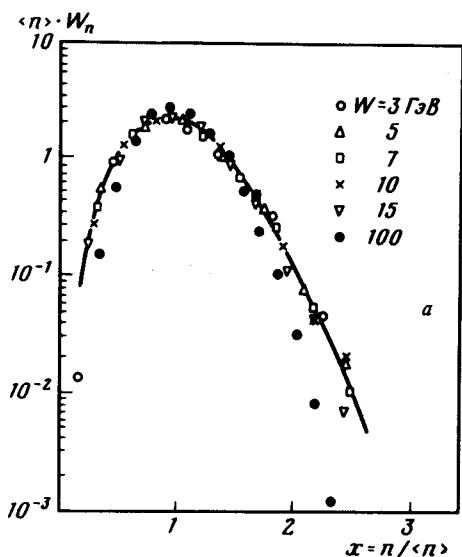


Рис. 2 Распределение по множественности заряженных адронов в процессе $\nu + p \rightarrow \mu^- + X^{++}$ при различных энергиях W : а – теория; б – эксперимент. Данные опыта взяты из работ ^{1, 2} (заполненные и незаполненные точки соответственно). Кривая на рис. 2, а проведена по точкам "от руки" и перерисована на рис. 2, б для сравнения теории с опытом

Следует заметить, что приближенный КНО скейлинг в данном контексте воспринимается как достаточно случайное явление. Более того, как видно из рис. 2, а он должен нарушиться при достаточно высоких энергиях.

Автор благодарен О.В.Канчели за полезные замечания.

Литература

1. Allen P. et al. Nucl. Phys., 1981, В181, 385.
2. Zieminska D. et al. Phys. Rev., 1983, D27, 47.
3. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. Nucl. Phys., 1972, В40, 317.
4. Абрамовский В.А., Канчели О.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 566.
5. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. ЯФ, 1984, 39, 545; 1984, 40, 211.
6. Field R.D., Feynman R.P. Nucl. Phys., 1978, В136, 1.
7. Гурвич Е.Г. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 491.
8. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, 1.