



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 - 13049

И.В.Луценко, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян

ИНКЛЮЗИВНЫЕ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ МОДЕЛИ

1980

Луценко И.В., Сисакян А.Н.,
Торосян Г.Т.

P2 - 13049

Инклюзивные и полуинклюзивные характеристики
при высоких энергиях в многокомпонентной модели

В рамках развиваемой многокомпонентной кластерной модели вычисляются инклюзивные и полуинклюзивные характеристики множественных процессов /одночастичные и двухчастичные быстрое распределения, двухчастичная корреляционная функция/. Анализ приводит к заключению о возможном осциллирующем поведении этих характеристик в зависимости от топологии процесса n . Рассчитанная масса рассмотренного в модели двухчастичного кластера оказывается близкой к массе ρ -мезона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Lutsenko I.V., Sissakian A.N.,
Torosian H.T.

P2 - 13049

Inclusive and Semi-Inclusive Characteristics
at High Energies in a Manycomponent Model

Inclusive and semi-inclusive characteristics (one- and two-particle rapidity distributions, two-particle correlation function) are obtained within the manycomponent cluster model of multiparticle processes. A conclusion about a possible oscillating dependence of these characteristics on the topology of process is drawn. The mass of two-particle clusters considered in the model has been calculated to equal the ρ -meson mass.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

§1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы эксперименты при высоких энергиях укрепили статус моделей множественного рождения, апеллирующих к понятию промежуточной стадии процесса, в которой рождаются ассоциированные группы частиц /кластеры/.

В работе^{/1/} была высказана идея о необходимости выделения различных областей фазового пространства, соответствующих образованию неодинаковых по природе групп частиц, лишь в совокупности дающих наблюдаемую множественность.

На основе обобщенного размерного анализа принцип автосимilarity позволил классифицировать разные соотношения, полученные в рамках той или иной гипотезы о механизме множественного рождения^{/2/}. Эти идеи стимулировали развитие так называемого многокомпонентного подхода в теории множественного рождения^{/3,4/}, который исходит из наличия в каждом акте взаимодействия нескольких механизмов образования вторичных частиц. В рамках этого подхода в^{/5/} была разработана кластерная модель, согласующаяся с экспериментальными данными по интегральным характеристикам /таким, как топологические сечения, корреляционные параметры/ и их энергетической зависимостью при высоких энергиях.

В настоящей статье предлагается развитие указанной модели с целью исследования инклюзивных и полуйнклюзивных характеристик /быстротные корреляции, одночастичные и двухчастичные распределения по скорости/ множественных процессов в центральной области.

В этой модели по аналогии со схемой, развитой в^{/6/}, процесс рождения вторичных частиц рассматривается как двухстадийный. На первой стадии рождаются кластеры, которые затем распадаются на наблюдаемые вторичные частицы.

В §2 обсуждаются функции распределений, на основе которых в §3 получены выражения для инклюзивных и полуйнклюзивных характеристик процессов, а также делается оценка масс двухчастичного и четырехчастичного кластеров, рассмотренных в модели. В §4 изложены основные выводы из проведенного анализа.

§2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим процесс рождения частиц в результате соударения высокоэнергетических адронов

$$A + B \rightarrow A' + B' + n_{\text{заряж.}} + X_0,$$

где A' и B' - продукты диссоциации сталкивающихся частиц, n - остальные заряженные и произвольное число X_0 - нейтральные частицы, рождающиеся в центральной области /ниже будем полагать, что в этой области рождаются π -мезоны/ вследствие распада двухчастичных и четырехчастичных адронных ассоциаций - кластеров /имеется в виду число заряженных частиц в кластере/.

Согласно намеченной схеме, выберем соответствующие распределения для описания рождения и последующего распада кластеров. При этом примем во внимание необходимость согласования результатов по интегральным характеристикам /топологические сечения, корреляционные параметры/ с полученными ранее в работах /5,7/.

2.1. Определим распределение $p(k)$ по числу продуктов k для одного кластера

$$p(k) = c_1 \delta(k-2) + c_2 \delta(k-4), \quad /1/$$

где коэффициенты c_1 и c_2 следующим образом выражаются через средние числа a и b двухчастичных и четырехчастичных кластеров

$$c_1 = \frac{a}{a+b}, \quad c_2 = \frac{b}{a+b}, \quad /2/$$

и имеют смысл вероятности произвольно выбранному кластеру быть двухчастичным или четырехчастичным соответственно.

В процессе рождения N_1 -двухчастичных, N_2 - четырехчастичных кластеров, в сумме распадающихся на n частиц, вероятность $\tilde{p}(k; N_1, N_2, n)$ одному распадаться на k частиц /см. /6/ /, имеет следующий вид:

$$\tilde{p}(k; N_1, N_2, n) = \sum_{k_N} \dots \sum_{k_1} \prod_{j=1}^{N_1+N_2} p_j(k_j) \Big|_{\sum_{j=1}^{N_1+N_2} k_j = n} = p(k) \delta_{n, 2N_1+4N_2}. \quad /3/$$

В дальнейшем нам также понадобится выражение для вероятности события, в котором при указанных выше условиях один кластер распадается на k_1 частиц, а второй - на k_2

$$J_{12}(k_1, k_2; N_1, N_2, n) = \sum_{k_N} \dots \sum_{k_1} \prod_{j=1}^{N_1+N_2} p_j(k_j) \Big|_{\substack{N_1+N_2 \\ \sum_{j=1}^{N_1+N_2} k_j = n}} = p_1(k_1) p_2(k_2) \delta_{n, 2N_1+4N_2} \quad /4/$$

Суммируя $\tilde{p}(k; N_1, N_2, n)$ по k , получим вероятность $q_{N_1, N_2}(n)$ того, что N_1 двухчастичных и N_2 четырехчастичных кластеров рождает n вторичных частиц:

$$q_{N_1, N_2}(n) = \sum_k \tilde{p}(k; N_1, N_2, n) = \delta_{n, 2N_1+4N_2} \quad /5/$$

В соответствии с ^{/5/} для вероятности рождения N_1 двухчастичных и N_2 четырехчастичных кластеров P_{N_1, N_2} имеем

$$P_{N_1, N_2} = P_{N_1}(a) P_{N_2}(b) = e^{-(a+b)} \frac{a^{N_1} b^{N_2}}{N_1! N_2!}, \quad /6/$$

где $P_N(a) = e^{-a} \frac{a^N}{N!}$ - пуассоновское распределение. Отсюда вероятность рождения n частиц в множественном процессе $A+B \rightarrow A'+B'+n_{\text{зар.}} + X_0$ в рамках этой модели определяется следующим образом:

$$W_n = \sum_{N_1} \sum_{N_2} P_{N_1, N_2} \cdot q_{N_1, N_2}(n) \quad /7/$$

Как видно из /5/, /6/, /7/, W_n имеет вид, полученный ранее в ^{/5/}.

2.2. Быстротное распределение продуктов распада кластера в приближении изотропного распада в системе покоя и пренебрежения массой π -мезона дается нормированным на единицу выражением

$$D^{(1)}(y, y_c) = [2 \text{ch}^2(y - y_c)]^{-1} \approx \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(y - y_c)^2}{2\delta^2}\right], \quad /8/$$

где y_c - быстрота распадающегося кластера, y - быстрота зафиксированной частицы, полученной в результате распада.*

Выражение

$$\langle k \rangle D^{(1)}(y, y_c) = \sum_k k p(k) \cdot D^{(1)}(y, y_c)$$

*В случае рождения π -мезонов выражение хорошо аппроксимируется при значении $\delta \approx 0,72$.

имеет смысл вероятности одной из частиц, относящихся к продуктам распада кластера, иметь быстроту y .

В предположении независимого испускания частиц из кластера для двухчастичной функции распределения имеем

$$D^{(2)}(y_1, y_2; y_c) = D^{(1)}(y_1, y_c) \cdot D^{(1)}(y_2, y_c), \quad /9/$$

$$D^{(2)}(y_1, y_2; y_c) = \frac{1}{2\pi\delta^2} \exp\left\{-\frac{1}{4\delta^2}(y_1 - y_2)^2 - \frac{1}{\delta^2}\left[\frac{1}{2}(y_1 + y_2) - y_c\right]^2\right\}.$$

2.3. Плотность распределения кластеров по скорости выберем в простейшей форме - в форме плато с шириной, обусловленной законом сохранения энергии. На такую возможность указывает экспериментальное поведение полуинклюзивных распределений вторичных частиц по скорости $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy}$ /3.8/

и ссылки в них/. Предположим далее отсутствие скоростной корреляции между разными кластерами. После этих допущений одночастичная $\rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c)$ и двухчастичная $\rho_{N_1, N_2}^{(2)}(y_{c1}, y_{c2})$ функции плотности распределения по скорости определяются из следующих условий нормировок:

$$\int_{-\frac{1}{2}Y}^{\frac{1}{2}Y} \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c) dy_c = N_1 \cdot N_2, \quad /10/$$

$$\iint_{-\frac{1}{2}Y}^{\frac{1}{2}Y} \rho_{N_1, N_2}^{(2)}(y_{c1}, y_{c2}) dy_{c1} dy_{c2} = N_1 N_2 (N_1 + N_2 - 1), \quad /11/$$

где $Y \sim \ln s/m_\pi^2$, s - квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в системе инерции. Из /10/ и /11/ имеем:

$$\rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c) = \frac{N_1 N_2}{Y}, \quad /12/$$

$$\rho_{N_1, N_2}^{(2)}(y_{c1}, y_{c2}) = \frac{N_1 + N_2 - 1}{N_1 N_2} \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_{c1}) \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_{c2}) = \frac{N_1 N_2 (N_1 + N_2 - 1)}{Y^2}.$$

/13/

§3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

Одночастичное полуинклюзивное распределение вторичных частиц по скорости $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy}$ в рамках построенной модели

определяется следующим образом /см. /6/ /:

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} = W_n^{-1} \sum_n \sum_{N_1, N_2} P_{N_1, N_2} \int dy_c \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c) \sum_k k \tilde{p}(k; N_1, N_2, n) D^{(1)}(y, y_c) /14/$$

Полностью инклюзивное распределение конечных частиц при этом имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} &= \sum_n \frac{\sigma_n}{\sigma} \frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} = \frac{1}{\sigma_n} \sum_n \frac{d\sigma_n}{dy} = \\ &= \sum_n \sum_{N_1, N_2} P_{N_1, N_2} \int dy_c \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c) \sum_k k \tilde{p}(k; N_1, N_2, n) D^{(1)}(y, y_c). \end{aligned} \quad /15/$$

Аналогичные двухчастичные распределения могут быть представлены в следующей форме:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dy_1 dy_2} &= W_n^{-1} \sum_{N_1, N_2} P_{N_1, N_2} \int dy_c \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c) D^{(2)}(y_1, y_2; y_c) \times \\ &\times \sum_k k(k-1) \tilde{p}(k; N_1, N_2, n) + \end{aligned} \quad /16/$$

$$\begin{aligned} &+ W_n^{-1} \sum_{N_1, N_2} P_{N_1, N_2} \iint dy_{c1} dy_{c2} \rho_{N_1, N_2}^{(2)}(y_{c1}, y_{c2}) D^{(1)}(y_1, y_{c1}) \cdot D^{(1)}(y_2, y_{c2}) \times \\ &\times \sum_{k_1, k_2} k_1 k_2 J_{1,2}(k_1, k_2; N_1, N_2, n), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} &= \frac{1}{\sigma} \sum_n \frac{d^2\sigma_n}{dy_1 dy_2} = \sum_n \sum_{N_1, N_2} P_{N_1, N_2} \int dy_c \rho_{N_1, N_2}^{(1)}(y_c) D^{(2)}(y_1, y_2; y_c) \times \\ &\times \sum_k k(k-1) \tilde{p}(k; N_1, N_2, n) + \sum_n \sum_{N_1, N_2} P_{N_1, N_2} \iint dy_{c1} dy_{c2} \rho_{N_1, N_2}^{(2)}(y_{c1}, y_{c2}) \times \\ &\times D^{(1)}(y_1, y_{c1}) D^{(1)}(y_2, y_{c2}) \times \sum_{k_1, k_2} k_1 k_2 J_{1,2}(k_1, k_2; N_1, N_2, n). \end{aligned} \quad /17/$$

3.1. Подставляя в /15/ и /17/ выражения для соответствующих функций распределений P_{N_1, N_2} , $\rho^{(1)}$, $\rho^{(2)}$, $D^{(1)}$, $D^{(2)}$, $p(k)$, рассмотренных в §2, получим

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} = \frac{a \cdot b}{Y}; \quad /18/$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} = \frac{ab(a+b+1)}{Y^2}. \quad /19/$$

Как видно из /18/ и /19/, инклюзивные распределения имеют вид плато около нулевой точки, ширина которой дается величиной $Y = \ln s / m_{n1}^2$, а высота определяется входящими в модель как параметры средними числами a и b двухчастичных и четырехчастичных кластеров соответственно.

3.2. Для одночастичной полуинклюзивной функции распределения /14/ получаем

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} = \frac{2(a+2b)}{a+b} W_n^{-1} \sum_{N_1, N_2} P_{N_1}(a) P_{N_2}(b) \delta_{n, 2N_1+4N_2} \quad /20/$$

Рассматривая отдельно случаи, когда $1/n = 4p+2$ и $2/n = 4p+4$, где $p = 0, 1, 2, \dots$, вычислим сумму в /20/ /см. /7/ /. Имеем:

$$1/ \quad n = 4p + 2$$

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} = \frac{1}{Y} \frac{4p^2-1}{2} \frac{a+2b}{a+b} \frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_{p+1}^{1/2}(-x)}, \quad /21/$$

$$2/ \quad n = 4p + 4$$

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} = \frac{2}{Y} (2p+1) \frac{a+2b}{a+b} x \frac{L_{p-1}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)}, \quad /22/$$

где $L_p^s(x)$ - обобщенные полиномы Ляггера, $x \equiv \frac{a^2}{4b}$.

Аналогичные расчеты для $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dy_1 dy_2}$ приводят к выражению

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dy_1 dy_2} = A \cdot G(y_1 - y_2) + B, \quad /23/$$

где

$$G(y_1 - y_2) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\delta}} \exp\left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{4\delta^2}\right] \quad /24/$$

- гауссовское распределение, а A и B следующим образом выражаются через параметры модели

$$1/ \quad n = 4p + 2$$

$$A = \frac{1}{Y} \frac{4p^2-1}{2} \frac{a+6b}{a+b} \frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)}, \quad /25/$$

$$B = \frac{4}{Y^2} \left(\frac{a+2b}{a+b}\right)^2 \left[\frac{(4p^2-1)x}{L_p^{1/2}(-x)} \frac{L_{p-2}^{1/2}(-x)}{L_{p-2}^{-1/2}(-x)} + \frac{(2p-3)(4p^2-1)}{4} \frac{L_{p-2}^{-1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)} + \frac{4p^2-1}{2} \frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)} \right]; \quad /26/$$

$$2/ \quad n = 4p + 4$$

$$A = \frac{2}{Y} (2p + 1) \frac{a + 6b}{a + b} x \frac{L_{p-1}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)}, \quad /27/$$

$$B = \frac{4}{Y^2} \left(\frac{a + 2b}{a + b} \right)^2 \left[(4p^2 - 1) x \frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} + \frac{4p^2 - 1}{2} x \frac{L_{p-2}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} + (2p+1) x \frac{L_{p-1}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} \right]. \quad /28/$$

3.3. Для двухчастичной полуинклюзивной корреляционной функции

$$C_n(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_n} \frac{d^2 \sigma_n}{dy_1 dy_2} - \left(\frac{1}{\sigma_n} \right)^2 \frac{d \sigma_n}{dy_1} \frac{d \sigma_n}{dy_2}. \quad /29/$$

С учетом /21/-/28/ легко найти следующее соотношение:

$$C_n(y_1, y_2) = A \cdot G(y_1 - y_2) + D, \quad /30/$$

где выражение для А выписано в /25/ и /27/, а D имеет следующий вид:

$$1/ \quad n = 4p + 2$$

$$D = \frac{4}{Y^2} \left(\frac{a + 2b}{a + b} \right)^2 \left\{ (4p^2 - 1) x \frac{L_{p-2}^{1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)} + \frac{(2p-3)(4p^2 - 1)}{4} \frac{L_{p-2}^{-1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)} + \frac{4p^2 - 1}{2} \frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)} - \left(\frac{4p^2 - 1}{4} \right)^2 \left[\frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_p^{1/2}(-x)} \right]^2 \right\}, \quad /31/$$

$$2/ \quad n = 4p + 4$$

$$D = \frac{4}{Y^2} \left(\frac{a + 2b}{a + b} \right)^2 \left\{ (4p^2 - 1) x \frac{L_{p-1}^{-1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} + \frac{4p^2 - 1}{2} x \frac{L_{p-2}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} + (2p+1) x \frac{L_{p-1}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} - (2p+1)^2 x^2 \left[\frac{L_{p-1}^{1/2}(-x)}{L_{p+1}^{-1/2}(-x)} \right]^2 \right\}. \quad /32/$$

Проанализируем зависимость коэффициентов А и D, входящих в выражение для двухчастичной корреляционной функции /30/, от топологии события n^* . Легко видеть возможное различие

* Отметим, что здесь n - число заряженных частиц, рождающихся в центральной области. Для получения полного числа заряженных частиц в процессе надо добавить к n число заряженных частиц, полученных в результате диссоциации сталкивающихся адронов /см. /5/ /.

в поведении A и D в зависимости от $1/p = 4p+2$ или $2/p = 2p+4$. Как видно из /25/, /27/, /31/ и /32/, поведение A и D зависит еще и от величины $x = \frac{a^2}{4b}$. При экстремальных значениях $x (x \ll 1, x \gg 1)$ зависимость имеет следующий вид:

$$1/ \quad p = 4p + 2, \quad p \gg 1$$

$$a/ \quad x \ll 1$$

$$A \sim p, \quad D \sim p^2;$$

/33/

$$б/ \quad x \gg 1$$

$$A \sim p^3, \quad D \sim p^6;$$

/34/

$$2/ \quad p = 4p + 4, \quad p \gg 1$$

$$a/ \quad x \ll 1$$

$$A \sim p^2, \quad D \sim p^4;$$

/35/

$$б/ \quad x \gg 1$$

$$A \sim p^3, \quad D \sim p^6.$$

/36/

Как видно из /33/-/36/, действительно, поведение A и D зависит от x . В случае малых $x = \frac{a^2}{4b}$, что соответствует относительно малой доле кластеров, распадающихся на две частицы, коэффициенты A и D ведут себя по-разному в зависимости от топологии события p : 1/ когда $p = 4p + 2$, $A \sim p$, $D \sim p^2$; 2/ когда $p = 4p + 4$, $A \sim p^2$, $D \sim p^4$. Следовательно, осцилляция корреляционной функции $C_p(y_1, y_2)$ в зависимости от p может указывать на возрастание вклада в множественный процесс более многочастичных объектов*.

3.4. Рассматривая распад кластера в системе покоя ($y_0 = 0$), оценим средние массы рассмотренных в модели двухчастичных и четырехчастичных кластеров. Нетрудно получить:

$$\bar{M}_{(2)} = [2(m_\pi^2 + \langle p_T^2 \rangle)]^{1/2} \int_{-1/2Y}^{1/2Y} \text{ch} y \cdot D^{(1)}(y, 0) dy,$$

$$\bar{M}_{(4)} = \sqrt{2} \bar{M}_{(2)}.$$

/37/

* Заметим, что такое осциллирующее поведение топологических сечений было получено также в реджевской схеме с многократным вакуумным обменом /см. /8,9/ /.

Подставляя в /37/ выражение для $D^{(1)}(y,0)$, находим

$$\bar{M}_{(2)} = \left[\frac{m_\pi^2 + \langle p_T \rangle^2}{2} \right]^{1/2} \cdot e^{\delta^2/2} \quad /38/$$

При $\langle p_T \rangle \approx 0,4$ ГэВ/с, $\delta \approx 0,7$ /см §2 и /5/ / для масс двух-частичного и четырехчастичного кластеров получаем соответственно значения $\bar{M}_{(2)} \approx 0,765$ ГэВ, $\bar{M}_{(4)} \approx 1,080$ ГэВ. Интересно заметить, что масса двухчастичного кластера оказалась равной массе ρ -мезона /см. по этому поводу /5,7/ /.

§4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение резюмируем основные выводы из проведенного анализа.

Характерной чертой полученных выражений для инклюзивных, полуинклюзивных распределений и корреляционной функции является нетривиальная зависимость этих характеристик от топологии процесса. Разная зависимость от n приводит к выводу о возможном осциллирующем поведении указанных выше характеристик. Подтверждение такой зависимости говорит в пользу предложенной схемы рождения вторичных частиц через распад кластеров в процессе множественного рождения. Кроме того, различное поведение таких характеристик в зависимости от $x = a^2/4b$ дает сведения о количественном соотношении двух-частичных и четырехчастичных кластеров, рассмотренных в этой модели.

Фиксированные в результате подгонки по экспериментальным данным топологических сечений параметры a и b , как было отмечено в /4/, соответствуют ситуации, когда четырехчастичный кластер есть синглетное состояние двух векторных ρ -мезонов. В этой связи интересно отметить, что рассчитанная масса двухчастичного кластера в нашей модели оказалась равной массе ρ -мезона: $M_{(2)} \approx 0,765$ ГэВ, а масса четырехчастичного оказывается меньше двух масс ρ -мезона: $M_{(4)} \approx 1,080$ ГэВ.

Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку.

Мы выражаем признательность Ю.А.Будагову, В.А.Матвееву, С.Щ.Мавродиеву, В.К.Митрошкину, Л.А.Слепченко за плодотворные обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611.

2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-6962, Dubna, 1971; Lett. Nuovo Cim., 1972, 5, p.907; JINR, E2-6638, Dubna, 1972.
3. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. Fizika, 1973, 5, p.67; Grishin V.G. et al. JINR, E2-6596, Dubna, 1972; Nuovo Cim. Lett., 1973, 8, p.590; Sissakian A.N. JINR, E2-9086, Dubna, 1975, p.243.
4. Wilson K. CLNS-131, Cornell, 1971.
5. Мавродиев С.Щ. и др. ЯФ, 1979, 30, 7, с.245; Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-12570, Дубна, 1979.
6. Berger E.L. Nucl.Phys., 1975, B85, p.61.
7. Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-12685, Дубна, 1979.
8. Слепченко Л.А. Лекции на школе по физике элементарных частиц. Тбилиси, 19-30 ноября 1973 г. Изд. ТГУ, 1973. Дарбаидзе Я.З., Слепченко Л.А. Изв. АН ГССР, 1975, 78, №3.
9. Абрамовский В.А., Канчели О.В. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, с.559.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1979 года.