

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-87-37

Б.Л.Резник*, А.И.Титов

**О МОДЕЛИ "СОБИРАНИЯ"
В КУМУЛЯТИВНОМ МЕЗОНООБРАЗОВАНИИ**

* Дальневосточный государственный университет,
Владивосток

1987

§ 1. Введение

Один из принципиальных и пока не понятых вопросов кумулятивного эффекта ^{/1/}, который, видимо, тесно связан с природой его механизма, состоит в том, что в адрон-ядерных столкновениях отношение выходов K^\pm и π^\pm -мезонов в несколько раз превышает соответствующее отношение в pp-реакциях ^{/2,3/}. Пожалуй, единственной моделью, которая сейчас претендует на одновременное описание спектров π^\pm, K^\pm мезонов по абсолютной величине, а следовательно, и отношений K^+, π^+ и K^-, π^- мезонов, является развитая в работах ^{/4-8/} "модель собирания". Она логически вытекает из модели множественного рождения частиц ^{/9-11/}, известной в литературе как "модель Калинкина-Шмонина" ^{/12/}. Весьма обнадеживающие в плане решения проблем кумулятивного мезонообразования результаты, полученные авторами ^{/4-8/}, привлекли наше внимание к изучению модели "собирания".

В качестве первого шага мы сделали, по формулам работ ^{/6,7/}, расчеты инвариантных сечений образования кумулятивных π, K -мезонов в адрон-ядерных столкновениях. И тут оказалось, что на самом деле ни одна из теоретических кривых даже близко не воспроизводит эксперимент. Анализируя причину такого расхождения с выводами авторов, мы выяснили, что они допустили ошибки и в выборе параметризации "элементарного акта", и в выборе масштабной переменной, и в численных расчетах. Но еще важнее то, что по устранении этих ошибок оказалось невозможным получить согласие модели и эксперимента, каков бы перенормировку или переопределение параметров мы не делали. Таким образом, решить проблему отношений выходов кумулятивных мезонов в рамках указанного подхода нельзя в принципе, и нам осталось не ясным, как это удалось сделать его авторам.

Нам неизвестно, что явилось непосредственной причиной, но недавно авторы модели "собирания", с одной стороны, предложили ее новый усовершенствованный вариант ^{/13/}, а с другой - привода "общезыскающие принципы", стали доказывать ^{/14/} несостоятельность других подходов к кумулятивному мезонообразованию. В связи с этим становится необходимым показать реальные возможности как исходной модели "собирания" Калинкина-Шмонина, так и ее последней модификации - "статистического варианта горячей схемы". В §2 приводится расчет по модели "собирания" инклюзивных спектров кумулятивных пионов, в §3 - кумулятивных K^\pm -мезонов

и отношений выходов K^+ , π^+ и K^- , π^- мезонов, в §4 дан анализ "статистического варианта" модели собирания. При этом мы не занимаемся разбором основ и построения самой модели, что является самостоятельной задачей.

§2. Спектры кумулятивных пионов

В основе модели "собирания" лежит представление о том, что в результате взаимодействия налетающей частицы с нуклоном ядра образуется возбужденная адронная компаунд-система. В процессе ряда последовательных столкновений с нуклонами ядра масса системы возрастает, а скорость - уменьшается. Кумулятивный мезон образуется при распаде системы вне ядра. Инвариантное сечение выхода кумулятивной частицы "i" в hA -взаимодействии определяется выражением /6/

$$E \frac{d^3\sigma^A}{dP^3}(x, p_1, E_0) = \sum_n W_A^n F_i(x_n, p_1, \sqrt{s_n}), \quad (1)$$

где W_A^n - сечение образования компаунд-системы из n -нуклонов, F_i - структурная функция, связанная с инвариантным сечением hN -взаимодействия

$$F_i(x, p_1, \sqrt{s}) = \frac{E}{\sigma_{in}^c} \frac{d^3\sigma^{hN \rightarrow i}}{d^3P}(x, p_1, \sqrt{s}). \quad (2)$$

Поскольку σ_{in}^c является параметром модели, входящим также в определение W_A^n /6,7/, то удобно использовать вместо (1) эквивалентную формулу

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \sum_n \bar{W}_A^n \rho^{N \rightarrow i}(x_n, p_1, \sqrt{s_n}), \quad (3)$$

где $\rho^{N \rightarrow i} \equiv E_i d^3\sigma^{hN \rightarrow i} / dP^3$, а $\bar{W}_A^n \equiv W_A^n / \sigma_{in}^c$ - безразмерные коэффициенты, значения которых для двух ядер, вычисленные нами по программе "SUBROUTINE GATHER", опубликованной в /7/, приведены ниже в таблице.

Таблица

A \ n	1	2	3	4	5
^{27}Al	$1,191 \cdot 10^1$	$8,054 \cdot 10^{-1}$	$1,605 \cdot 10^{-2}$	$1,04 \cdot 10^{-4}$	$2,104 \cdot 10^{-7}$
^{208}Pb	$4,867 \cdot 10^1$	$5,774 \cdot 10^0$	$1,443 \cdot 10^{-1}$	$1,133 \cdot 10^{-3}$	$2,839 \cdot 10^{-6}$

Импульс компаунд-системы P_c , ее энергия E_c и масса M_c связаны с начальным импульсом p_0 и коэффициентом неупругости δ_0 законами сохранения:

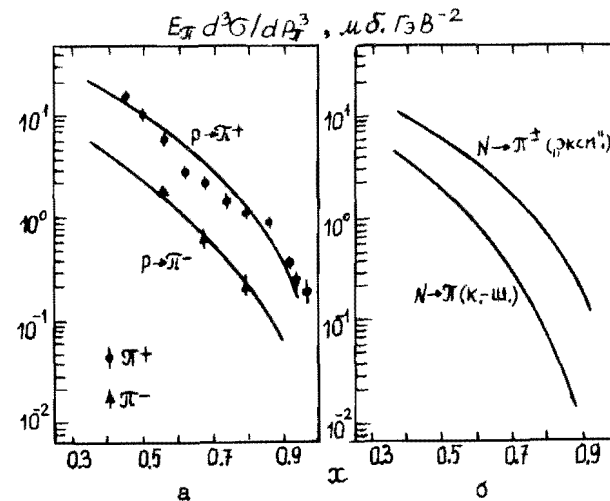
$$P_c = \delta_0 p_0, \quad E_c = E_0 + n m_n - \sqrt{(1 - \delta_0)^2 p_0^2 + M_0^2}; \quad M_c^2 = E_c^2 - P_c^2. \quad (4)$$

Предполагается /7/, что $\delta_0 = 0,5$.

Формула (1) ((3)) является основным теоретическим результатом модели "собирания". Здесь мы не будем останавливаться ни на ее выводе, ни на уравнениях, определяющих коэффициенты \bar{W}_A^n , - все это могло бы быть предметом самостоятельного обсуждения. Отметим только, что согласно основным постулатам модели, коэффициенты \bar{W}_A^n определяют эволюцию компаунд-системы в ядре и не зависят от величин, определяющих вторую стадию процесса, - распада компаунд-системы, в том числе от сорта кумулятивной частицы.

Для расчета сечения реакции $pA \rightarrow \pi^+ + \dots$ необходимо задать инвариантное сечение образования пионов на нуклоне $\rho^{pN \rightarrow \pi^+}$, которое в силу изотопической инвариантности есть полусумма $\rho^{p \rightarrow \pi^+}, \rho^{p \rightarrow \pi^-}$:

$$\rho^{N \rightarrow \pi^+} = \frac{1}{2}(\rho^{p \rightarrow \pi^+} + \rho^{n \rightarrow \pi^+}) = \frac{1}{2}(\rho^{p \rightarrow \pi^+} + \rho^{p \rightarrow \pi^-}) \quad (5)$$



На рис. 1а приведены экспериментальные данные $\rho^{p \rightarrow \pi^\pm}$ из работы /2/, как функции фейнмановской масштабной переменной $x = x_F =$

$$= \frac{P_{\pi}^c}{P_{\pi, \text{макс.}}^c}; \quad P_{\pi}^c -$$

импульс в системе центра масс.

Кривые на рис. 1а есть одна из возможных параметризаций этих данных:

Рис. 1. а - инвариантные сечения реакций $pp \rightarrow \pi^\pm(20^\circ) + \dots$

Кривые - аппроксимация данных (6)

б - инвариантное сечение реакции $pN \rightarrow \pi^\pm(90^\circ) + m$.

Кривые $N \rightarrow \pi^\pm$ ("эксп.") - расчет по формулам (5), (6); $N \rightarrow \pi(k, n)$ зависимость, используемая в работах /6,7/.

$$\rho^{p \rightarrow \pi^+} = v_1(1 - v_2 x(1 + v_3 x))^{v_4} (1 - x)^{v_5} e^{-4.1 p_1} ; \rho^{p \rightarrow \pi^-} = 0.3 e^{-0.51 p_1} \rho^{p \rightarrow \pi^+} \quad (6)$$

где $v_1 = 75,1$; $v_2 = 0,897$, $v_3 = 0,051$, $v_4 = 3,3$, $v_5 = 0,2$. Верхняя кривая на рис.1б - расчет $\rho^{N \rightarrow \pi^+}$ по формулам (5), (6), аппроксимирующий экспериментальные данные $\rho^{p \rightarrow \pi^+}$ и $\rho^{p \rightarrow \pi^-}$. Нижняя кривая „ $N \rightarrow \pi$ (к.-ш.)” рис.1б - это кривая, рассчитанная по рецепту работ /6-8/. Она лежит значительно ниже того, что должно быть, потому что авторами /6-8/ допущена ошибка. Вместо формулы (5) или какого-либо ее эквивалента они использовали соотношение $\rho_{к.-ш.}^{N \rightarrow \pi^+} = \rho^{p \rightarrow \pi^-}$, где в качестве $\rho^{p \rightarrow \pi^-}$ ими была взята аппроксимация /15/ данных 1965-1971 гг. Из рис.1б видно, что кривая $\rho_{к.-ш.}^{N \rightarrow \pi^+}$ лежит ниже той, которая аппроксимирует эксперимент при $x = 0,6 - 0,9$ на фактор 5 - 20. Так, например, при $x \approx 0,8$ их отношение равно:

$$\rho_{\text{„эксп.”}}^{N \rightarrow \pi^+} / \rho_{к.-ш.}^{N \rightarrow \pi^+} / x \approx 0,8 = 11 \quad (7)$$

На рис.2 приведен результат расчета сечений реакций $pA \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$

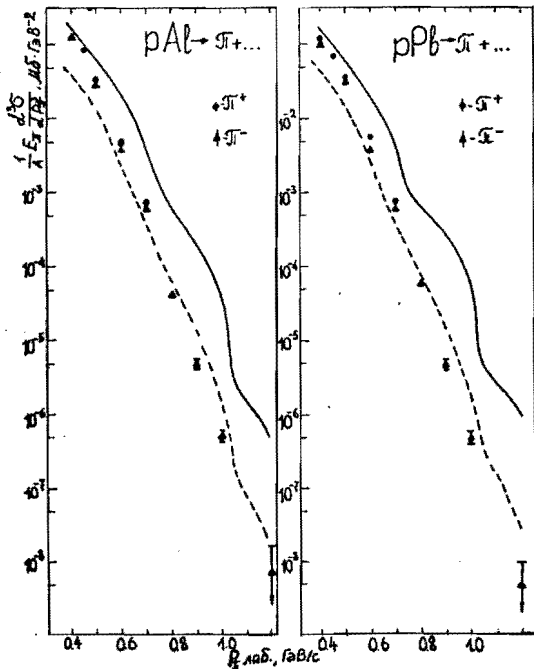


Рис.2.
Инвариантные сечения реакции $pA \rightarrow \pi^{\pm}(180^\circ) + \dots$
 $p_0 = 8,9$ ГэВ/с.
Кривые:
пунктирная - расчет с $\rho^{N \rightarrow \pi^+} = \rho_{к.-ш.}^{N \rightarrow \pi^+}$
сплошная - с $\rho^{N \rightarrow \pi^+} = \rho_{\text{„эксп.”}}^{N \rightarrow \pi^+}$

Пунктирные кривые - расчет по формуле (I) ((3)) с использованием неправильной параметризации $\rho_{к.-ш.}^{N \rightarrow \pi^{\pm}}$. Примерно такие же кривые приведены в работах /6,7/. Их отличие, правда, небольшое для данной реакции, является следствием ошибочного использования в /6,7/ переменной $x = x'$:

$$x' = \rho_{\text{лаб.}} / \rho_{\text{лаб. макс.}}, \quad (8)$$

где $\rho_{\text{лаб.}}$ - импульс мезона в лабораторной системе, вместо переменной $x = x_F$. Суммарный вклад двух отмеченных ошибок привел к тому, что авторы /6,7/ получили хорошее согласие с экспериментом по кумулятивному рождению π^{\pm} на ядрах Al и Pb. Если же провести правильный расчет, где в качестве $\rho^{N \rightarrow \pi^{\pm}}$ использовать реалистическую зависимость $\rho_{\text{„эксп.”}}^{N \rightarrow \pi^{\pm}}$, соответствующую эксперименту $\rho^{p \rightarrow \pi^{\pm}}$, то та же модель /4-8/ приводит к сильному расхождению с экспериментом (сплошные кривые). Видно, что соответствующие кривые сильно отличаются друг от друга. В разных областях p_{π} это отличие в соответствии с (7) составляет фактор 7 - 40.

Таким образом, в рамках этой модели остается только один формальный способ описать эксперимент $pA \rightarrow \pi^{\pm}$, а именно произвольно уменьшить более чем на порядок величины эффективные коэффициенты \bar{W}_A^n , по сравнению с расчетными значениями самой модели, данными в таблице.

§3. Спектры кумулятивных K^{\pm} -мезонов

Для расчета инклюзивных спектров $pA \rightarrow K^{\pm} + \dots$ - реакций мы использовали те же инвариантные сечения $\rho^{p \rightarrow K^{\pm}}$, которые приведены в работе /7/:

$$\rho^{p \rightarrow K^+} = 5.3(1-x)^3(1+p_L^2/0.64)^{-4}, \quad (9)$$

$$\rho^{p \rightarrow K^-} = 2.3(1-x)^{5.5}(1+p_L^2/0.9)^{-4}.$$

Они являются аппроксимацией экспериментальных данных /16/ в радиальной переменной $x = x_R = E_K^c / E_{K^c \text{ макс.}}$, где E_K^c - энергия каона в системе центра масс. Поскольку результаты расчета сечений $pA \rightarrow K^{\pm}$ - реакций с использованием фейнмановской и радиальной переменной практически совпадают из-за близости $x_R \approx x_F$, то мы приведем результаты расчетов в переменной x_F (см. рис.3 - сплошные кривые). Оказывается:

I. Теоретические кривые не воспроизводят эксперимент. Это находится в резком противоречии с результатом работы /7/ - рис. 3 - пунктирные кривые, где три из четырех кривых идут по экспериментальным точкам.

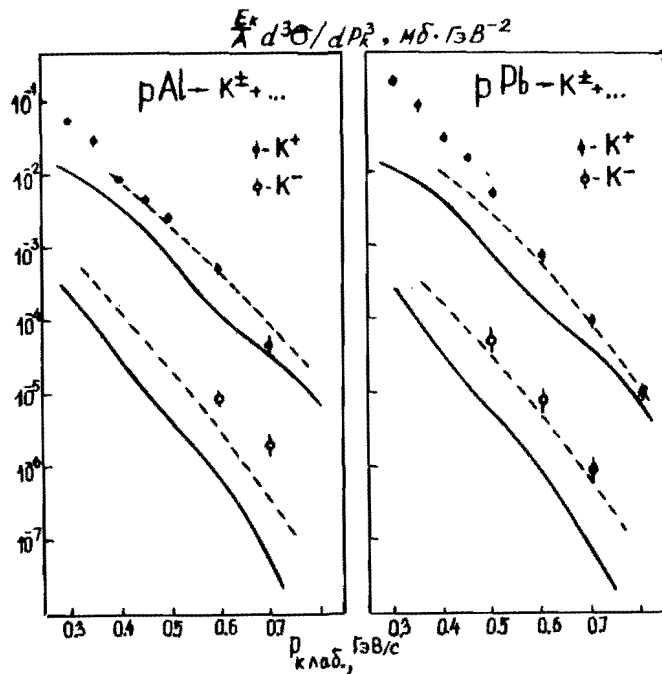


Рис.3. Инвариантные сечения реакции $pA \rightarrow K^\pm(468^\circ) + \dots$.
 $P_0 = 8,9$ ГэВ/с. Сплошные кривые - расчет по формулам (3), (4), (9) с $x = x_F$, пунктирные - взяты из работы /7/.

Одной из причин такого расхождения является ошибочное использование в /7/ переменной $x = x'$ (8). Однако и после замены $x_F \rightarrow x'$ в (I) ((3)) расхождение расчетных кривых, полученных нами и приведенных в работе /7/, остается весьма большим.

Как авторы получили согласие с экспериментом, понять невозможно, ибо элементарная проверка не дает даже качественно близких к их расчету кривых.

2. Итак, модель "собирания" в данном случае дает заниженный результат и не объясняет эксперимент даже качественно: для K^+ -

мезонов это фактор 3 - 5 в зависимости от ядра мишени, для K^- - мезонов - фактор 10.

3. Расхождение модели и эксперимента увеличивается с ростом атомного веса ядра мишени. Это естественно, поскольку эффективные сечения W_A^N в модели "собирания" растут как $A^{1/4}$ (4-8), в то время как эксперимент дает зависимость $A^{1/2}$ /2/.

4. Расчет сечений по формулам (I) с использованием (9) не учитывает различия в сечениях процессов $p \rightarrow K^+$ и $n \rightarrow K^+$. Его учет приведет к еще большему уменьшению сечений и ухудшению согласия с экспериментом в реакции $pA \rightarrow K^+$. На следующем этапе нами были проведены расчеты по формулам (3)-(6), (9) модели "собирания" отношений инвариантных сечений образования K^+, π^+ и K^-, π^- мезонов, результаты которых приведены на рис.4 (кривые 1), там же даны экспериментальные данные из работы /2/. Видно, что теория "собирания" не имеет ничего общего с экспериментом.

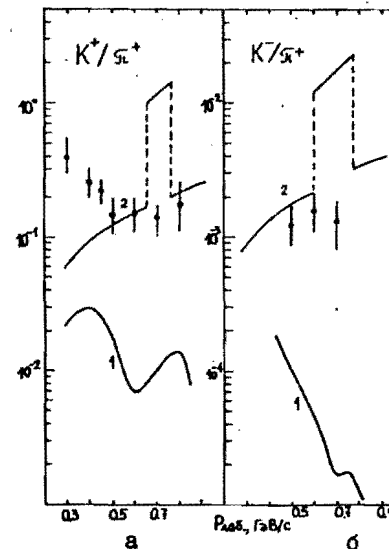


Рис.4. Отношение инвариантных сечений выходов K^+, π^+ мезонов (а) и K^-, π^- мезонов (б) в реакциях $pPb \rightarrow K^\pm, \pi^\pm(468^\circ) + \dots$

$P = 8,9$ ГэВ/с. Кривые: 1 - расчет по модели "собирания", 2 - предсказание "статистической модификации горячей схемы" /13/.

Здесь уместно привести цитату, которой начинается работа /13/: "Среди критериев выбора схемы кумулятивного мезонообразования особое место занимает проверка способности моделей воспроизвести отношение выходов различных кумулятивных мезонов". Очевидно, что схема "собирания" в такой "модельной реализации" не удовлетворяет указанному критерию с избыточным запасом.

§ 4. Статистический вариант модели "собирания"

Не исключено, что авторы модели "собирания" сами поняли недостатки модели в описании относительных выходов K^- и π^- мезонов, что привело их к необходимости разработки "новой модельной реализации горячей схемы", которой являлся статистический вариант модели "собирания", опубликованный в

работе /13/. В этой модели предполагается, что в возбужденной компаунд-системе достигается термодинамическое равновесие при температуре T , а после выхода из ядра эта система распадается на легу по законам статистической теории множественного рождения частиц /17/, где вероятности образования K^\pm, π^\pm мезонов имеют вид (даем их в обозначениях работы /13/):

$$\begin{aligned} d^3\omega_{K^+}/dP_{K^+}^3 &= (2\pi)^{-3/2} V^2 g_{K^+} \exp\{-E_{K^+}/T\} (m_{K^+} T)^{3/2} \exp\{-(m_{K^+}-m_N)/T\}, \\ d^3\omega_{K^-}/dP_{K^-}^3 &= (2\pi)^{-3/2} V^2 \exp\{-E_{K^-}/T\} (m_{K^-} T)^{3/2} \exp\{-(m_{K^-}+m_N)/T\}, \\ d^3\omega_{\pi^\pm}/dP_{\pi^\pm}^3 &= (2\pi)^{-3/2} V^2 \exp\{-E_{\pi^\pm}/T\} (m_{\pi^\pm} T)^{3/2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где E_i^c - энергия i -го мезона в системе покоя распадающегося кластера. Из формул (10) определяются отношения распределений $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+}$, $\omega_{K^-}/\omega_{\pi^-}$, $\omega_{K^+}/\omega_{K^-}$. В работе /13/ эти отношения представлены как функции масштабной переменной x_A - "переменной минимальной массы" /2/, которая связана с импульсом $P_{i\text{ лаб}}$ мезона в лабораторной системе и углом вылета θ :

$$P_{i\text{ лаб}} = \frac{P_0 \cos \theta + B \sqrt{c^2 - \{B^2 - P_0^2 \cos^2 \theta\} m_i^2}}{B^2 - P_0^2 \cos^2 \theta} \quad (11)$$

$$B = E_0 + x_A m_N; \quad c = x_A m_N (E_0 - m_0 - m_2) - m_0 m_2 + (m_i^2 - m_2^2)/2.$$

Переход в систему покоя распадающейся системы осуществляется преобразованием

$$E^c = \gamma (E_{\text{лаб}} - \beta P_{\text{лаб}} \cos \theta). \quad (12)$$

В этом месте в работе /13/ делается предположение, которое, по-видимому, должно выделить данный подход по сравнению с разработанной ранее статистической моделью кумулятивных процессов /18/ и соединить его с моделью "собирания". Предполагается, а): что на образование системы затрачивается $\delta_0 P_0$ - импульса первичного протона, причем $\delta_0 = 0,5$; б): что система включает в себя два нуклона ядра мишени при $1 \leq x_A < 2$ и три нуклона при $2 \leq x_A < 3$. Это предположение и формулы (4) позволяют рассчитать γ и β в (12):

$$\begin{aligned} \gamma &= 1,42, \quad \beta = 0,710 \quad \text{при } 1 \leq x < 2 \\ \gamma &= 1,27, \quad \beta = 0,617 \quad \text{при } 2 \leq x < 3. \end{aligned} \quad (13)$$

Экспериментальное значение отношения вероятностей выхода $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+}$ в переменной x_A близко к единице /19/. На рис.5 (сплошная линия)

приведен результат расчета $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+}$ по формулам (10)-(12) как функции x_A . Он отличается от соответствующего результата, опубликованного в /13/ (штрих-пунктир на рис.5). Там это отношение монотонно растет с ростом x_A от $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+} \approx 0,9$ при $x_A \sim 1$ до $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+} \approx 1,2$ при $x_A = 2,8$, что не соответствует правильному расчету в рамках их же подхода ни количественно, ни качественно.

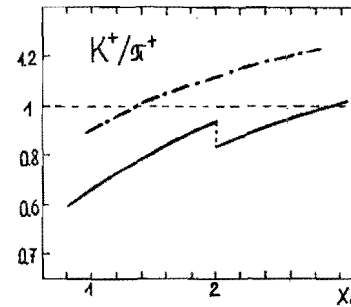


Рис.5. Отношение $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+}$. Сплошная линия - расчет по формулам (10)-(13), штрих-пунктирная - взята из работы /13/.

Обращает на себя внимание разрыв кривой в точке $x_A = 2$, который почему-то отсутствует в расчетах авторов /13/, и обусловлен скачкообразным изменением значений γ и β в точке $x_A = 2$ (13), что является следствием дополнительного постулата модели. Это наиболее ярко проявляется в зависимости отношений $\omega_{K^+}/\omega_{\pi^+}$ и $\omega_{K^-}/\omega_{\pi^-}$ от наблюдаемой величины - импульса мезонов в лабораторной системе. Соответствующие кривые-2 изображены на рис.4. Левый и правый разрывы на кривых означают переход через точку $x_A = 2$ соответственно для K^- и π^- мезонов. В целом, кривые не описывают эксперимент. Формулы (10) позволяют рассчитать не только отношения K/π , но и сами распределения. Авторы не приводят таких расчетов, однако их легко выполнить. На рис.6 приведены результаты расчетов инвариантных сечений реакций $p p \bar{p} \rightarrow \pi^\pm (K^\pm)_{\text{м.}}$. Общий нормировочный множитель находится из сшивания теоретической кривой с экспериментом в точке $\theta = 168^\circ, P_{\pi^+} = 0,6$ ГэВ/с. Видно, что и здесь трудно говорить о согласии теории и эксперимента: для разных частиц при разных углах вылета оно всюду неудовлетворительное, причем при уменьшении угла вылета теория начинает в несколько раз превышать эксперимент. Это противоречит известному обстоятельству, что в некумулятивной или даже "пограничной" области, к которой мы переходим, уменьшая угол регистрации вторичных частиц, вклад экзотических механизмов, таких, как модель "собирания", должен носить характер поправки к основному ядерному механизму образования частиц. Проведенный нами расчет по "статистической модели" /13/, как и следовало ожидать, привел к уже известному ранее результату /18/, что в статистическом подходе невозможно единым образом одновременно описать угловые и импульсные спектры кумулятивных частиц разного сорта. Введение же кластеров с разной температурой и скоростью для разных вторичных частиц делает невозможным ответ на вопрос

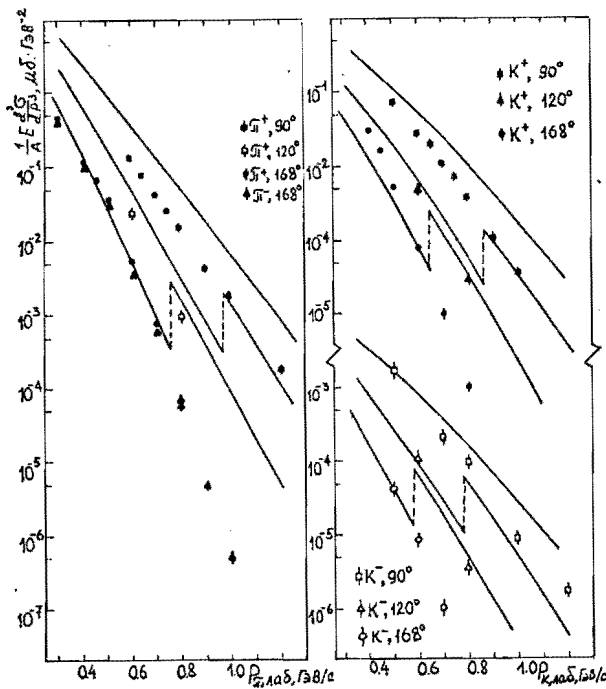


Рис.6. Расчет и сравнение с экспериментом импульсных спектров K^{\pm} -мезонов в статистической модели /13/, $P_0 = 8,9$ ГэВ/с

об относительных выходах и противоречит логике модели "собирания". Таким образом, новая "модельная реализация горячей схемы" не только не устранила известные трудности статистической модели, но и внесла туда новые проблемы, например, необходимость бороться с пилообразными выступлениями в спектрах кумулятивных частиц, которые, конечно, никогда экспериментально не наблюдались.

§ 5. Заключение

Итак, не касаясь основ модели "собирания" /4-8/, можно констатировать, что в ее чисто резуль-

тативной части имеются серьезные противоречия с экспериментом: сечения образования кумулятивных K^- -мезонов завышены больше чем на порядок величины, в то время как для K^+ -мезонов они занижены в 3-5 раз для K^+ - и примерно в 10 раз для K^- - мезонов. Чтобы хотя бы формально войти в согласие с экспериментом, пришлось бы без каких-либо физических оснований считать, что эффективные сечения образования кластеров или компаунд-систем W_A^n в (I) сильно зависят от типа вылетающей кумулятивной частицы. Для этого надо более чем в десять раз уменьшить значения $W_A^n(K^+)$, рассчитанные в модели, а кроме того, предполагать выполнение следующих соотношений:

$$W_A^n(K^+) \approx 40 W_A^n(K^+); \quad W_A^n(K^-) \approx 100 W_A^n(K^+). \quad (14)$$

В ограниченной области импульсов мезонов $P_{lab} \approx 0,5 - 0,7$ ГэВ/с эти соотношения должны быть более "мягкими": $W_A^n(K^+) \approx 10 W_A^n(K^+)$; $W_A^n(K^-) \approx 50 W_A^n(K^+)$. Трудно предположить, что под такие связи можно подвести какие-либо физические основания. Напомним, что в работах /13,14/ авторы модели "собирания" разработали две группы "критериев обоснованности схемы рождения кумулятивных мезонов": первая "контролирует соблюдение внутренней согласованности схемы с общефизической точки зрения", вторая - "способность схемы выдержать сопоставление с экспериментально установленными закономерностями процесса кумулятивного рождения мезонов" /14/. Утверждается, что "модельная реализация горячей схемы" /4-8/ удовлетворяет обеим группам критериев. Проверка показывает, что это совсем не так. Условия (14) означают нарушение фундаментального принципа причинности, относящегося, судя по всему, к первой группе критериев. В противном случае отсутствует описание эксперимента - то есть теория не удовлетворяет второй группе критериев. Таким образом, "схема" внутренне противоречива.

Статистическая модификация /13/ не устраняет недостатков схемы. Более того, она усугубляет их, являясь шагом назад по сравнению с имеющимися статистическими моделями кумулятивных процессов.

Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, №1, с.35, 1971.
2. Baldin A.M. et al. JINR, E2-82-472, Dubna, 1982.
3. Балдин А.М. и др. В кн.: УИ Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, ДИ, 2-84-599, Дубна, 1984, с.195.
4. Kalinkin B.N. et al. Acta Phys.Pol., 1978, B9, pp.375,385,393.
5. Kalinkin B.N. et al. Fortschritte der Physik, 1980, 28, p.35.
6. Golubyatnikova E.S., Shakhanova G.A., Shmonin V.L. Acta Phys. Pol., 1984, 15, p.585.
7. Гагария Д.Ф., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Препринт ФТИ им.Иоффе - 965, Ленинград, 1985.
8. Шмонин В.Л. Препринт ИФВЭ АН КазССР 85-09, Алма-Ата, 1985.
9. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ЯФ, 1975, 21, с.628.

10. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. *Z.Phys.*, 1978, A288, p.227.
11. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ЭЧАЯ, 1980, II, с.630.
12. Гуламов К.Г., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, 26, с.1095.
13. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-86-183, Дубна, 1986.
14. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-86-182, Дубна, 1986.
15. Герасимов С.Б., Гиордэнеску. ОИЯИ P2-7687, Дубна, 1974.
16. Johnson J.R. et al. *Phys.Rev.*, 1978, D17, 2, p.1292.
17. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, с.539.
18. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. *Phys.Lett.*, 1977, B67, p.100.
Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. ЯФ, 1977, 26, с.788.
Богацкая И.П., Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М. ЯФ, 1978, 27, 856.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1987 года.

Резник Б.Л., Титов А.И.

P2-87-37

О модели "собрания" в кумулятивном мезонообразовании

Проведен расчет инвариантных сечений образования кумулятивных мезонов в модели "собрания"^{1/4-8/}. Выяснено, что эта модель приводит к превышению теоретических сечений образования пионов по сравнению с экспериментом примерно на порядок величины. В случае кумулятивных каонов картина обратная: модель дает заниженный результат на фактор от двух до десяти в зависимости от знака каона и атомного веса ядра-мишени. Для того, чтобы получить качественное согласие с экспериментом, необходимо предположить, что вероятность образования компунд-систем в ядре, которые являются источником мезонов в модели "собрания", сильно зависит от типа кумулятивного мезона, что находится в противоречии с фундаментальным принципом причинности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю. Думбрайс

Resnik B.L., Titov A.I.

P2-87-37

On the "Gathering" Model in Cumulative Meson Production

Calculation is made of the invariant cross sections of production of cumulative mesons in the "gathering" model^{1/4-8/}. It is shown that this model gives theoretical values for the cross sections of pion production exceeding the experimental ones by an order of magnitude. For the case of cumulative kaons, the model result is by a factor of two to ten lower than the experimental result, depending on the kaon sign and atomic weight of a target-nucleus. To get qualitative agreement with experiment, it is necessary to assume that the probability of formation, in a nucleus, of compound systems which are a source of the cumulative mesons in the gathering model is highly dependent on the type of cumulative meson, which contradicts the fundamental principle of causality.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987