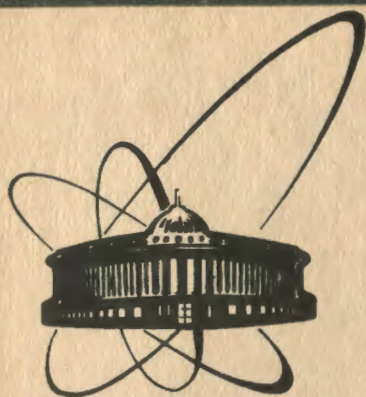


90-483



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

E17-90-483

V. Lisy, A. V. Zatovsky\*

KINETICS  
OF ROTATIONAL-DEFORMATIONAL EXCITATIONS  
IN GLOBULAR MACROMOLECULES

---

\*Department of Theoretical Physics,  
Odessa State University, Odessa, USSR

1990

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных направлений исследований в физике высоких энергий является изучение адрон-ядерных взаимодействий. Для их описания используются различные модели<sup>/1-9/</sup>. Одной из таких хорошо известных моделей является модель кварк-глюонных струн (МКГС)<sup>/1,10,11/</sup>. Она успешно применяется для описания характеристик множественного образования вторичных частиц в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях, в основном, в  $\pi p$ -,  $pp$ -,  $\pi A$ -,  $pA$ -взаимодействиях, при высоких энергиях<sup>/1,4,12-14/</sup>. В то же время пока остается открытым вопрос о пределах применимости этой модели в зависимости как от энергии налетающего адрона, так и от изучаемого процесса.

В основном эту модель применяли при энергиях свыше 100 ГэВ. Однако имеются примеры ее использования и при существенно меньших энергиях. Так, в работе<sup>/14/</sup> удалось удовлетворительно описать инвариантное сечение  $F(x_p)$  для процесса

$$pp \rightarrow K^0 X \quad (1)$$

при энергии 12,4 ГэВ, а в работе<sup>/21/</sup> с помощью данной модели сделана попытка описать дифференциальные сечения рождения  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях при энергиях 12 и 32 ГэВ.

В настоящей работе представлены результаты описания в рамках МКГС детальных экспериментальных данных о реакциях

$$K^+ + A \rightarrow K^0 + X \quad (2)$$

( $A = \text{Be, Cu, Pb}$ ) при энергии начальных  $K^+$ -мезонов  $E_0 = 11,2$  ГэВ, полученных недавно с помощью спектрометра ГИПЕРОН<sup>/15/</sup>. Кроме того, выполнен анализ данных реакции

$$K^+ p \rightarrow K^0 X \quad (3)$$

при энергии  $E_0 = 16$  ГэВ, приведенных в<sup>/16/</sup>.

Для описания этих данных использованы две различные модификации МКГС. Одна из них реализована в виде программы аналитического расчета<sup>/17/</sup> (модель 1), другая — в виде монте-карловской программы<sup>/3/</sup> (модель 2). Благодаря учету поперечных импульсов кварков и дикварков в этих модификациях МКГС имеется возможность рассчитывать дважды дифференциальные сечения  $d^2\sigma/dx_F dP_T^2$  изучаемых процессов. Ранее же, как правило, исследовались только инвариантные спектры, проинтегрированные по поперечному импульсу  $P_T$ , либо при среднем значении  $P_T$ .

Процессы (2) и (3) мало изучены в рамках МКГС. Ранее анализировалось только инвариантное сечение  $F(x_F)$  для реакции (3) при энергии 70 ГэВ<sup>/4/</sup>. Кроме того, недавно данные по  $F(x_F)$  для реакции (2) при 11,2 ГэВ были описаны в рамках модели, учитывающей время формирования и цветовую прозрачность ядер<sup>/26/</sup>.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ

В основе МКГС лежит представление о том, что для мягких взаимодействий адронов при высокой энергии доминирующую роль играют диаграммы цилиндрического типа. Каждый "цилиндр" соответствует обмену одним помероном. Однако при энергиях  $\lesssim 100$  ГэВ необходимо учитывать и вклад планарных диаграмм, отвечающих обмену вторичными реджеонами<sup>/18/</sup>. Ингредиентами модели являются функции распределения кварков в сталкивающихся адронах и функции фрагментации кварков и дикварков во вторичные адроны.

### 2.1. Модель 1

Инвариантное дифференциальное сечение для процесса (3) определяется суммой вкладов планарной ( $F_0(x_F, P_T)$ ) и цилиндрических диаграмм

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} = F(x_F, P_T) = F_0(x_F, P_T) + \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n \phi_n(x_F, P_T), \quad (4)$$

где  $\sigma_n$  — сечение рождения  $n$ -померонных цепочек ( $2n$ -кварк-глюонных струн),  $\phi_n(x_F, P_T)$  — распределение адронов, рожденных от фрагментации этих струн по  $x_F$  и  $P_T$ . Явный вид функций  $\phi_n(x_F, P_T)$  приведен в<sup>/17/</sup>.

Распределения кварков в адроне по продольному и поперечному импульсам были представлены в факторизованном виде:

$$q(x, k_T) = q_1(x) \cdot q_2(k_T), \quad (5)$$

где  $x$  — доля продольного импульса кварка от импульса налетающего  $K^+$ -мезона,  $k_T$  — поперечный импульс кварка. Функция  $q_1(x)$  бралась в виде [17], а

$$q_2(k_T) = \frac{B^2}{2\pi} \exp(-B k_T^2), \quad (6)$$

где  $B = 2/\langle k_T^2 \rangle$ ,  $\langle k_T^2 \rangle$  — средний поперечный импульс данного кварка. Сечения  $\sigma_n$  испускания  $n$  померонных ливней вычислялись по формулам [10]:

$$\sigma_n = \frac{\sigma_p}{n z} \left( 1 - e^{-z} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k}{k!} \right), \quad n \geq 1,$$

$$z = \frac{2C_p \gamma_p}{R_p^2 + \alpha'_p \ln(s/s_0)} e^{\ln \frac{s}{s_0} \Delta}, \quad (7)$$

$$\sigma_p = 8\pi \gamma_p \left( \frac{s}{s_0} \right)^\Delta,$$

где  $\sigma_p$  — вклад померона в полное сечение,  $\Delta = \alpha_p(0) - 1$  — превышение интерсепта померона над 1. При вычислении сечений  $\sigma_n$  использовались следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \gamma_p &= 1,174 \text{ ГэВ}^{-2}, & R_p^2 &= 2,18 \text{ ГэВ}^{-2}, \\ \alpha'_p &= 0,21 \text{ ГэВ}^{-2}, & \Delta &= 0,139, & s_0 &= 1 \text{ ГэВ}^2, & C_p &= 1,8. \end{aligned} \quad (8)$$

Функции фрагментации  $u$ - и  $\bar{s}$ -кварков в  $K^0$ -мезон в зависимости от  $z$  (доли продольного импульса адрона от импульса кварка) и поперечного импульса  $k$  представлялись тоже в факторизованном виде [17]:

$$\tilde{D}_{\tau \rightarrow h}(z, k_T, P_T) = D_{\tau \rightarrow h}(z, \tilde{k}_T) g(\tilde{k}_T),$$

где  $\tau$  означает аромат кварков ( $u$  или  $\bar{s}$ ),  $\tilde{k}_T = P_T - z \cdot k_T$ ;

$$D_{u \rightarrow K^0}(z, \tilde{k}_T) = \frac{a_k}{z} (1-z)^{-\alpha_\phi(0) + 1 + \lambda} g(k_T). \quad (9)$$

Функция фрагментации лидирующего  $\bar{s}$ -кварка в  $K^0$ -мезон бралась из работы <sup>/12/</sup>:

$$D_{\bar{s} \rightarrow K^0}(z, \tilde{k}_T) = D_1(z, \tilde{k}_T) + D_2(z, \tilde{k}_T), \quad (10)$$

где

$$D_1 = \frac{b_k}{z} z^{1-\alpha_\phi(0)} (1-z)^{-\alpha_R(0) + \lambda} (1-0,7z) (6,8 - 5,2z) g(\tilde{k}_T),$$

$$D_2 = \frac{a_k}{z} (1-z)^{-\alpha_R(0) + 2(1-\alpha_\phi(0)) + \lambda} \cdot g(\tilde{k}_T),$$

$$\lambda = 2\alpha_R'(0) \cdot \tilde{k}_T^2, \quad \alpha_R(0) = 0,5, \quad \alpha_\phi(0) \approx 0$$

$a_k = 0,05$  <sup>/14/</sup>. Значение параметра  $b_k = 0,19$  определено из условия сохранения странности

$$2 \int_{z_{\min}}^1 D_1(Z, k_T) dz d^2k_T = 1. \quad (11)$$

Функция  $g_{r \rightarrow h}(\tilde{k}_T)$  выбрана в виде

$$g(\tilde{k}_T) = \frac{B^2}{2\pi} e^{-B k_T^2}.$$

Вклад планарной диаграммы определялся по формуле <sup>/11/</sup>:

$$F_0(x, k_T) = \frac{\alpha}{\sqrt{s/s_0}} \sqrt{x} g_{\bar{s}}(x) g(k_T),$$

где  $g_{\bar{s}}(x) = C(1-x)^{-\alpha_R(0) + 2\alpha_R'(0) \cdot \tilde{k}_T^2}$  — структурная функция  $\bar{s}$ -кварка,

$g(k_T) = \frac{\beta}{\pi} e^{-\beta k_T}$  — выбранная  $P_T$ -зависимость планарного графика,  $\alpha$  и  $\beta$  — параметры.

Инвариантное дважды дифференциальное сечение образования  $K^0$ -мезонов в процессе (2) бралось в виде<sup>17/</sup>

$$F_A(x_F, P_T) = \sum_{\nu=1}^A N_{\nu} \phi_{\nu}(x_F, P_T), \quad (12)$$

где

$$N_{\nu} = \frac{1}{\nu!} \int (\sigma_{in} T(b))^{\nu} \exp(-\sigma_{in} T(b)) d^2 b, \quad (13)$$

$\sigma_{in} = 14$  мб — сечение неупругого  $K^+p$ -взаимодействия,

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b, z) dz. \quad (14)$$

Для плотности ядерной материи в случае ядра  ${}^9\text{Be}$  использовалось гауссово распределение

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right), \quad R = 2 \text{ фм}. \quad (15)$$

Для более тяжелых ядер использовалась ядерная плотность в форме Вудса-Саксона:

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{b}\right)\right)^{-1} \quad (16)$$

с параметрами  $b = 0,545$  фм и  $R = r_0 A^{1/3}$ , где  $r_0 = 1,07$  фм,  $\rho_0$  — нормировочная постоянная.

Свободными параметрами модели являются:  $B$  — параметр наклона в формуле (6) ( $P_T$ -зависимость цилиндрических диаграмм),  $a$  — параметр нормировки планарной диаграммы,  $\beta$  — параметр наклона в  $P_T$ -зависимости планарной диаграммы. Величины этих параметров определялись, исходя из наилучшего описания дважды дифференциальных сечений  $d^2\sigma/dx_F dP_T^2$  процесса (3)<sup>16/</sup>, оказались равными:  $a = 2$  мб,  $\beta = 7$  (ГэВ/с)<sup>-1</sup>,  $B = 6,5$  (ГэВ/с)<sup>-1</sup>. Эти значения параметров использовались при описании экспериментальных данных процессов (2) при 11,2 ГэВ.

Расчеты по этой модели для процессов (2) были произведены в двух вариантах — без учета и с учетом поглощения вторичных  $K^0$ -мезонов ядерной средой. В последнем случае инвариантные сечения корректировались на множитель  $\delta(x_F)$ , равный

$$\delta(x_F) = A^{\text{эФФ}}(x_F) / A_{\infty}, \quad (17)$$

где

$$A^{\text{эФФ}}(x_F) = \int_0^{\infty} d^2 b \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho(b, z) \exp(-\sigma_{\text{in}} [T(b) - \int_z^{z+l} \rho(b, z') dz']),$$

$$A_{\infty} = \int_0^{\infty} d^2 b \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho(b, z) \exp(-\sigma_{\text{in}} \int_z^{\infty} \rho(b, z') dz').$$

Здесь  $l_f$  — длина формирования вторичного адрона, которая согласно [23,24] имеет вид

$$l_f = \frac{E_0}{\kappa} (1 - x_F),$$

$\kappa = 3$  ГэВ/фм — коэффициент натяжения струны [25]. Рассчитанные по формуле (17) величины  $\delta(x_F)$  для ядер Be, Cu, Pb приведены в таблице.

Таблица

$x_F$	0,55	0,65	0,75	0,85	0,95
Be	0,92	0,88	0,84	0,82	0,79
Cu	0,63	0,56	0,53	0,50	0,47
Pb	0,38	0,33	0,31	0,29	0,28

## 2.2. Модель 2

Эта модель реализована в виде программы-генератора COLLI [3] и использовалась ранее для описания экспериментальных данных характеристик протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при начальной энергии 200 ГэВ/нуклон [19].

В этой модели ядро представляется как совокупность нуклонов с пространственным распределением в виде (4) или (5). Вероятность неупругого столкновения  $K^+$ -мезона с нуклоном, приводящего к образованию  $n$  пар кварк-глюонных струн, определяется по модели "квази-эйконала" /3/.

Продольный импульс  $P_z$  конstituентов в адроне определялся с помощью плотности вероятности найти конституент с долей  $x = P_z/P_0$  ( $P_0$  — импульс налетающего адрона)

$$u(x_1, x_2, \dots, x_{2n}) = u_0 \delta(1 - \sum_{i=1}^{2n} x_i) f_{v_1}(x_1) f_s(x_2) \dots f_{v_2}(x_{2n}), \quad (18)$$

где  $u_0$  — нормировочная постоянная.

Функции распределения для валентных кварков (антикварков)  $f_v(x)$  и морских кварков  $f_g(x)$  имеют вид /10/:

$$f(x) = x^{-1/2}. \quad (19)$$

Распределение кварков (антикварков) в адронах по поперечному импульсу было выбрано в виде:

$$f_q(P_T) \sim e^{-BP_T}. \quad (20)$$

Величина наклона  $B$  подбиралась из лучшего согласия с экспериментальными данными и оказалась равной  $5 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

Продольные импульсы  $P_z^h$  и энергии  $E^h$  адронов при фрагментации конstituентов с импульсами  $P_z^q$  и энергиями  $E^q$  определялись через переменные  $z = (P_z^h + E^h)/(P_z^q + E^q)$ , которые генерировались распределением вида

$$D_q^h(z) = (1 + \alpha_q^h(P_T)) (1 - z)^{\alpha_q^h(P_T)}. \quad (21)$$

Показатель  $\alpha_q^h(P_T)$  зависит от аромата фрагментирующего конstituента и типа адрона, в который он фрагментирует, а также от поперечного импульса адрона  $P_T$ . Значения  $\alpha_q^h(P_T)$  брались из работы /20/.

Когда масса струны-остатка становилась меньше, чем  $M_R + \Delta M$ , где  $M_R$  — масса резонанса с тем же, что и струна, кварковым составом, а  $\Delta M = 0,5 \text{ ГэВ}$  (для странных адронов), то происходил последний распад струны на два адрона. Поперечные и продольные импульсы адронов — продуктов распада струны — в этом случае определялись уже не функциями (20) - (21), а кинематикой изотропного распада.



Величины параметров модели, такие как степень подавления странных морских кварков, отношения вероятностей при образовании стабильных частиц и резонансов, граничные массы струн, брались, как и в работе <sup>3/</sup>.

В модели 2 были учтено поглощение вторичных  $K^0$  ( $K^*$ )-мезонов следующим способом. Если по направлению движения вторичного  $K$ -мезона, начиная от точки взаимодействия падающего  $K^+$ -мезона с нуклоном ядра, в пределах круга с радиусом  $R = (\sigma_{in} / \pi)^{1/2}$  встретится какой-либо нуклон ядра, считается, что произошло неупругое взаимодействие, и такое событие отбрасывается.

Кроме математической реализации (аналитический и монте-карловский расчеты), применяемые модификации МКГС имеют ряд различий, которые могут привести к весьма существенным расхождениям в описании экспериментальных данных:

1) Точный учет законов сохранения в модели 2 и приближенный, выполняющийся в асимптотике, в модели 1.

2) Прямой учет рождения и распада резонансов в модели 2 и косвенный учет (в параметрах функции фрагментации) в модели 1.

3) Адроны в модели 1 образуются единообразно путем разрыва струн с заданной функцией фрагментации. В модели 2, если масса струны становится меньше определенной величины, адроны образуются путем двухчастичного распада.

4) В модели 1 предполагается, что вторичные адроны формируются вне ядра, в модели 2 вторичные адроны формируются в точке образования и учитывается их поглощение в ядре.

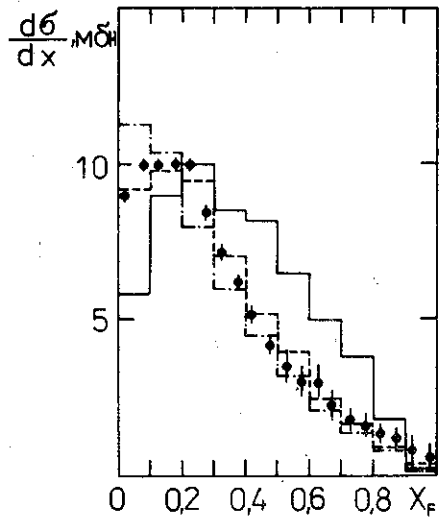
### 3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ПО МКГС С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис.1 приведены рассчитанные по модели 2 дифференциальные сечения  $d\sigma/dx_F$  для процессора (3) при  $E_0 = 16$  ГэВ/с и соответствующие экспериментальные данные <sup>16/</sup>. Этот рисунок демонстрирует чувствительность рассчитанных сечений  $d\sigma/dx_F$  к выбору функций импульсного распределения валентных  $u$ - и  $\bar{s}$ -кварков в  $K^+$ -мезоне:

$$\begin{aligned} f_u &= x^{-1/2} (1-x)^\beta, \\ f_{\bar{s}} &= (1-x)^{-1/2} x^\beta. \end{aligned} \quad (22)$$

Наилучшее согласие с экспериментом, как и ожидалось <sup>11/</sup>, достигается при величине  $\beta$ , равной 0.

Рис.1. Сравнение рассчитанных по модели 2 дифференциальных сечений  $d\sigma/dx_F$  при различных значениях параметров  $\beta$  в формуле (22) с экспериментальными данными для реакций  $K^+p \rightarrow K^0X$  при 16 ГэВ/с. Сплошная гистограмма соответствует значению  $\beta=3$ , пунктирная —  $\beta=0$ , штрихпунктирная —  $\beta=0,5$ .



На рис.2 и 3 представлены расчеты дважды дифференциальных инвариантных сечений  $F(x_F, P_T)$  в зависимости от  $x_F$  для различных величин  $P_T$ , инвариантные сечения  $F(x_F)$  при  $P_T \leq 0,3$  ГэВ/с в зависимости от  $x_F$  (рис.3а), дифференциальные сечения  $d\sigma/dP_T^2$  при  $x_F \geq 0,7$  в зависимости от  $P_T^2$  (рис.3б) и соответствующие экспериментальные данные для реакций (2) при  $E_0 = 11,2$  ГэВ<sup>13/</sup> и реакции (3) при  $E_0 = 16$  ГэВ<sup>16/</sup>. Сплошной линией показаны расчеты по модели 1 без учета поглощения вторичных  $K^0$ -мезонов, штриховой — с учетом поглощения. Расчеты по модели 2, выполненные методом Монте-Карло на ограниченной статистике, показаны, как и экспериментальные данные, со статистическими погрешностями.

Расчеты по модели 2 в основном согласуются с экспериментальными данными в рамках их систематических погрешностей ( $\pm 25\%$ )<sup>15/</sup>. Отметим несколько более крутое падение рассчитанных по модели 2 сечений  $F(x_F, P_T)$  и  $F(x_F)$  при увеличении  $x_F$ , чем наблюдаемое на эксперименте. Что касается модели 1, то здесь наблюдается согласие с экспериментом для  $K^+p$ - и  $K^+Be$ -взаимодействий и существенное расхождение для  $K^+Pb$ -взаимодействий. Расчеты по модели 1 с учетом поглощения  $K^0$ -мезонов согласуются с этими экспериментальными данными.

На рис.4 приведены отношения сечений

$$R_A(x_F) = \frac{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+A \rightarrow K^0X)}{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+Be \rightarrow K^0X)}, \quad R_A(P_T^2) = \frac{\frac{d\sigma}{dP_T^2}(K^+A \rightarrow K^0X)}{\frac{d\sigma}{dP_T^2}(K^+Be \rightarrow K^0X)},$$

где

$$A = Cu, Pb.$$

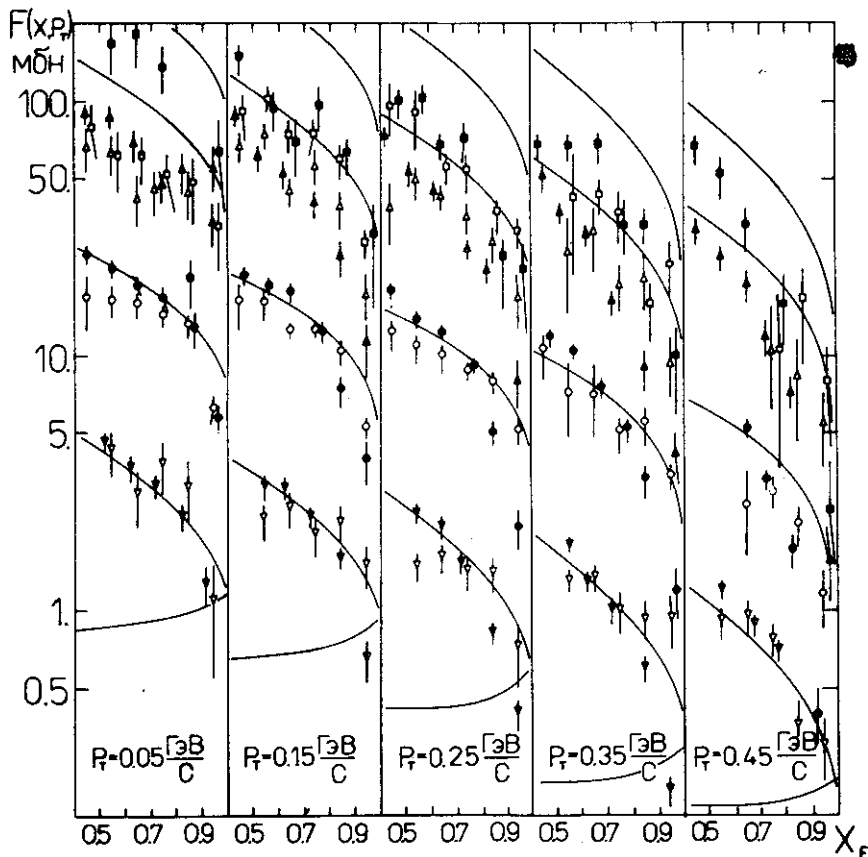


Рис.2. Дважды дифференциальные инвариантные сечения  $F(x_F, P_T)$  для процессов (2) и (3). Символами ( $\nabla$  — p,  $\circ$  — Be,  $\Delta$  — Cu,  $\square$  — Pb) представлены экспериментальные данные, символами  $\nabla$ ,  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$  — расчет по модели 2, кривые — расчет по модели 1 без учета поглощения вторичных  $K^0$ -мезонов. Нижняя кривая на этом рисунке и на рис.3а — вклад планарной диаграммы в реакцию (3).

Результаты расчетов по моделям 1 и 2 совпадают с экспериментом для  $R_{Cu}$ . В случае  $R_{Pb}$  модель 1 без учета поглощения  $K^-$ -мезонов дает существенно завышенные значения.

На рис.4в и 4г представлены коэффициенты  $\alpha$  в параметризации экспериментальных и расчетных (по модели 2) дифференциальных сечений  $d\sigma/dx_F$  и  $d\sigma/dP_T^2$  зависимостью

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = CA^{\alpha(x_F)}$$

Наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными.

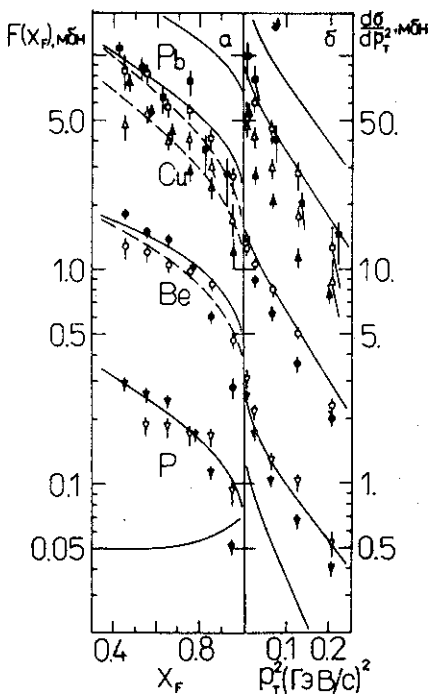


Рис. 3. Инвариантные сечения  $F(x_F)$  при  $P_T \leq 0,3$  ГэВ с и дифференциальные сечения  $d\sigma/dP_T^2$  при  $x_F \geq 0,7$ ; экспериментальные данные и расчеты по моделям 1 и 2. Штриховая линия — расчет по модели 1 с учетом поглощения вторичных  $K^0$ -мезонов.

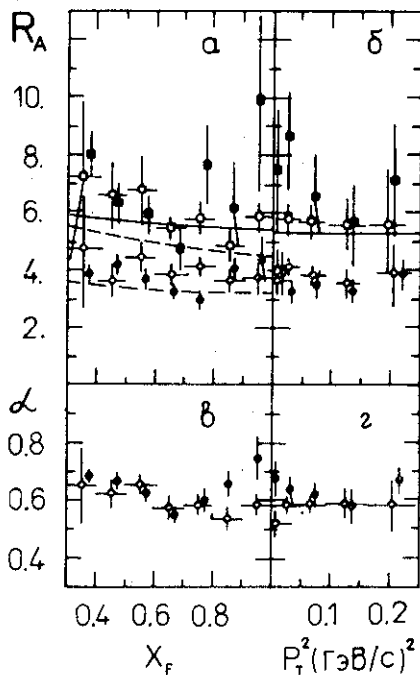


Рис. 4. Отношения дифференциальных сечений на ядрах Cu и Pb к сечениям на ядре Be:  $d\sigma/dx_F$  (а),  $d\sigma/dP_T^2$  (б) и зависимости коэффициентов  $\alpha(x_F)$  (в) и  $\alpha(P_T^2)$  (г) в параметризации (23).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ экспериментальных данных реакций  $K^+p \rightarrow K^0X$  и  $K^+A \rightarrow K^0X$  ( $A = \text{Be, Cu, Pb}$ ) в области энергий налетающих  $K^+$ -мезонов 11-16 ГэВ в рамках модели кварк-глюонных струн позволяет сделать вывод о том, что при учете поглощения вторичных  $K^0$ -мезонов оба варианта модели удовлетворительно описывают рассмотренную совокупность экспериментальных данных.

Авторы благодарны Ю.А.Будагову, А.Б.Кайдалову, Б.З.Копелиовичу, О.И.Пискуновой, Ю.М.Шабельскому за многочисленные полезные обсуждения, А.А.Богушу и Л.Г.Морозу за поддержку и интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. — ЯФ, 1984, т.39, с.1545; т.40, с. 211.
2. Capella A. et al. — Z.Phys., 1980, v.C3, p.329.
3. Амелин Н.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д. — Препринт ОИЯИ, P2-89-346, Дубна, 1989; ЯФ, 1990, т.51, с.512.
4. Шабельский Ю.М. — ЯФ, 1989, т.49, с.1081.
5. Werner K. — Preprint BNL-41500, Brookhaven, 1988.
6. Ranft J. — Z.Phys.C., 1989, v.43, p.439.
7. Polanski A. et al. — Z.Phys.C., 1989, v.43, p.587.
8. Andersson B. et al. — Nucl. Phys., 1987, v. B281, p.289.
9. Aurenche P., Voop F.W. — Phys. Lett., 1982, v.114B, p.363; Z.Phys.C., 1982, v.13, p.205.
10. Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A. — Phys.Lett., 1982, v.117B, p.247.
11. Кайдалов А.Б. — ЯФ, 1981, т.33, с.1369; Phys.Lett., 1982, v.116B, p.459; Элементарные частицы. М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.2, 3.
12. Шабельский Ю.М. — ЯФ, 1986, т.44, с.186.
13. Шабельский Ю.М. — ЯФ, 1987, т.45, с.223.
14. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. — ЯФ, 1985, т.41, с.1287.
15. Акименко С.А. и др. — Препринт ИФВЭ, 90-10, Серлухов, 1990.
16. Chliapnikov P.V. et al. — Nucl.Phys., 1975, v.888, p.191;  
М. Де Биер и др. — ЯФ, 1977, т.25, с.356.
17. Лыкасов Г.И., Славин Н.В. — ЯФ, 1989, т.49, с.1446.
18. Волковицкий П.Э. — ЯФ, 1986, т.44, с.729.
19. Амелин Н.С., Бравина Л.В. — ОИЯИ, P2-89-167, Дубна, 1989.
20. Кайдалов А.Б. — ЯФ, 1987, т.45, с.1452.
21. Кайдалов А.Б. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.781.
22. Kopeliovich V.Z. — JINR, E2-90-175, Dubna, 1990.
23. Копелиович Б.З. — В сб.: Материалы XIX зимней школы ЛИЯФ "Физика элементарных частиц", Л., 1984, с.169.
24. Копелиович Б.З. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.1, с.117.
25. Kopeliovich V.Z. et al. — JINR, E2-90-344, Dubna, 1990.
26. Кульчицкий Ю.А. — ОИЯИ, P10-90-433, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 октября 1990 года.