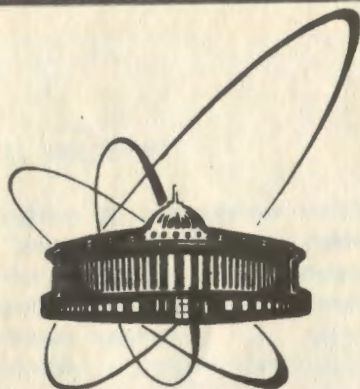


90-433

БИБЛИОТЕКА



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P2-90-433

Ю. А. Кульчицкий

ИССЛЕДОВАНИЕ АДРОНИЗАЦИИ  
ЛИДИРУЮЩЕГО  $\bar{s}$ -КВАРКА В ПРОЦЕССАХ  
ИНКЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  $K^{*0}(892)$ -  
И  $K^0$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных направлений исследований в физике высоких энергий является изучение адрон-ядерных взаимодействий. В этих реакциях можно проверить имеющиеся представления /1/ о пространственно-временной картине процесса экранирования цветowych зарядов, т.е. адронизации, которые приводят к нетривиальному ядерному экранированию периферических взаимодействий в области фрагментации пучка.

В настоящей работе для описания процессов



используется модель /1,2/, разработанная Б.З.Копелиовичем, в которой при адронизации лидирующего кварка, в нашем случае  $\bar{s}$ -кварка, учитываются эффекты экранирования цветowych зарядов, длина формирования адрона и взаимодействие еще не сформировавшихся адронных состояний с ядром.

Экспериментальные данные об инвариантных сечениях процессов /1/ и /2/ были получены на спектрометре ИФВЭ-ОИЯИ "ГИПЕРОН" /3,4/ в экспозиции с пучком с энергией 11,2 ГэВ ускорителя ИФВЭ, в области фрагментации пучка ( $x_F \geq 0,4$ ,  $p_{\perp} \leq 0,5$  ГэВ/с) на ядерных мишенях ( $A = Be, Cu, Pb$ ).

В процессах /1/ и /2/  $K^{*0}$  - и  $K^0$ -мезоны образуются как в результате прямого рождения, так и вследствие распада резонансов или дифракционных систем. Мезоны, образовавшиеся непосредственно в процессе столкновения, будем в дальнейшем называть "прямыми" мезонами, а появившиеся вследствие процессов распада - "распадными".

Используемая модель позволяет рассчитать сечение прямых  $K^{*0}$  и  $K^0$ -мезонов. При этом учитываются вклады цилиндрических /рис.1б/ и планарных /рис.2б/ диаграмм. В трехреджеонном пределе реджевской феноменологии вклад цилиндрических диаграмм в сечение отвечает RRP-графику /рис.1а/, а планарных диаграмм - RRR-графику /рис.2а/. В дальнейшем для краткости цилиндрические диаграммы будем обозначать RRP, а планарные - RRR. При энергии -10 ГэВ существенны оба эти графика и их от-

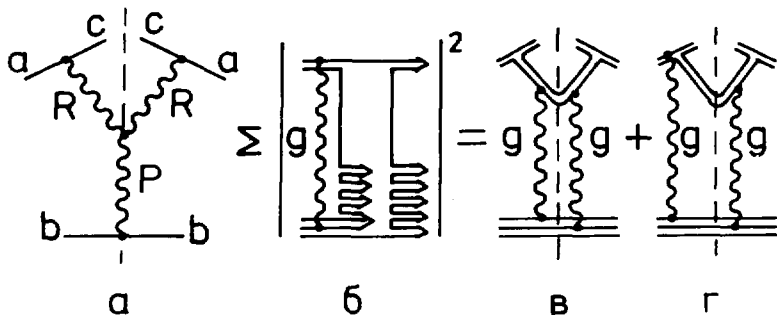


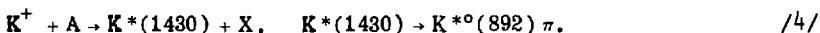
Рис.1. Цилиндрическая диаграмма и соответствующий трехреджеонный график RRP.

носительный вклад не известен. Определение сечений цилиндрических и планарных диаграмм дано во втором разделе статьи.

Для реакции /1/ учитываются вклады дифракционного процесса



и реакций с образованием  $K^*(1430)$ -мезонов



Для реакции /2/ учитывается образование распадных  $K^0$ -мезонов в результате распада  $K^{*0}$ -мезонов /1/ и  $K^{*+}$ -мезонов:

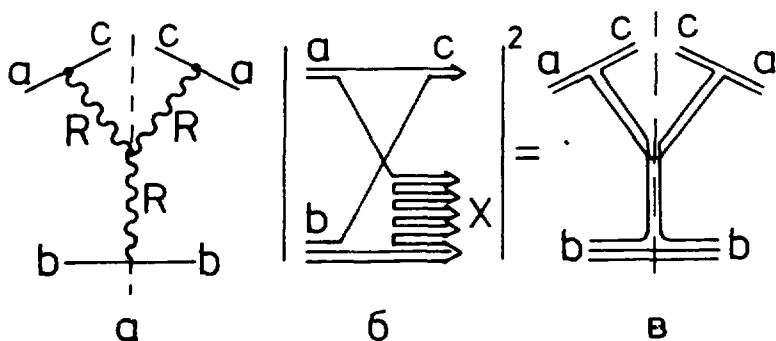


Рис.2. Планарная диаграмма и соответствующий трехреджеонный график RRR.

$$K^+ + A \rightarrow K^{*+} (892) + X, \quad K^{*+} (892) \rightarrow K^0 \pi^+ . \quad /5/$$

Определение вклада в сечения реакций /1/ и /2/ процессов /3/-/5/ будет проведено в третьем разделе. В последнем разделе результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными. Показано, что сечение планарных диаграмм превышает сечение цилиндрических диаграмм.

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ПРЯМЫХ КАОНОВ

Как следует из КХД, адроны, состоящие из цветных объектов, сами являются бесцветными. Их взаимодействие напоминает взаимодействие нейтральных систем в КЭД, т.к. цвет внутри адронов пространственно распределен и взаимодействие имеет дипольный характер.

Сечение взаимодействия адрона с нуклоном берется в параметризации, предложенной в работе /2/. Предполагается, что цветное поле в адроне локализовано внутри трубки с валентными кварками на концах, поперечные размеры которой гораздо меньше продольных. При неупругом взаимодействии адронов их трубки пересекаются в плоскости прицельных параметров и, обмениваясь после взаимодействия кварками, перестраиваются. С точки зрения топологической классификации это отвечает цилиндрическому графику. Вероятность пересечения трубок пропорциональна их длине ( $r$ ), если  $r \gg r_0$ , где  $r_0$  - поперечный размер трубки. Для сжатой адронной конфигурации, когда  $r < r_0$ ,  $\sigma(r) \sim r^2$ . Поэтому параметризация имеет вид

$$\sigma(r) = \begin{cases} Cr^2, & r \leq r_0, \\ Cr_0 r, & r > r_0, \end{cases} \quad /6/$$

где  $r_0 = 0,2$  фм, что согласуется с оценками КХД на решетке, а параметр  $C$  находится из условия нормировки

$$\sigma_{in}^{hN} = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r |\psi_h(r)|^2 \sigma(r). \quad /7/$$

Волновая функция адрона  $\psi_h(r)$  берется в гауссовой форме

$$|\psi_h(r)|^2 = \frac{1}{\pi \langle r^2 \rangle_h} \exp(-r^2 / \langle r^2 \rangle_h), \quad /8/$$

где  $\langle r^2 \rangle_h$  - среднеквадратичное расстояние между кварками в адроне, связанное с зарядовым радиусом адрона соотношением

$$\langle r^2 \rangle_h = \frac{8}{3} \langle r^2 \rangle_h. \quad /9/$$

Для  $K^+$ -мезонов  $\langle r^2 \rangle_{K^+} = 0,28 \text{ фм}^{/5,6/}$ .

Если энергия адрона достаточно велика,  $E \gg \mu^2 R$  /  $\mu^2$ -массовый параметр,  $R$  - радиус ядра/, то кварки налетающего адрона можно считать "замороженными" во время прохождения через ядро. Это условие при энергии  $\sim 10$  ГэВ выполняется лишь приблизительно, поэтому могут быть значительные поправки, которые в данном расчете не учитываются.

Собственными состояниями взаимодействия считаются конфигурации кварков с данным поперечным размером  $r$ . Весовым коэффициентом при усреднении по  $r$  является квадрат волновой функции адрона /8/. Усреднение по  $r$  ведется отдельно для начального и конечного адронов, так как считается, что поперечные размеры налетающего и рожденного адронов не коррелированы. Это связано с тем, что при разрывах струны, предшествующих образованию лидирующего адрона, кварковые пары возникают из вакуума с разными значениями прицельного параметра в пределах поперечного размера струны и информация о размере налетающего адрона теряется.

Вероятность адрону пройти в ядре без взаимодействия от точки  $z$  до точки  $z'$  равна

$$W(z, z') = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r \left| \psi_h(r) \right|^2 e^{-\sigma(r) T(b, z, z')} \equiv \langle \exp[-\sigma(r) T(b, z, z')] \rangle, /10/$$

где  $T$  - функция профиля ядра

$$T(b, z, z') = \int_z^{z'} dz'' \rho(b, z''). \quad /11/$$

Функция плотности нуклонов в ядре  $\rho(b, z)$  берется в параметризации Вудса-Саксона

$$\rho(b, z) = \rho_0 / \{1 + \exp[(\sqrt{b^2 + z^2} - R)/a]\}, \quad /12/$$

$$\rho_0 = \frac{3A}{4\pi R^3 \left( \frac{\pi^2 a^2}{R^2} + 1 \right)}. \quad /13/$$

где  $b$  - прицельный параметр,  $R$  - радиус ядра,  $a = 0,52$  фм,  $A$  - атомный номер ядра.

Длина формирования адрона определяется по формуле

$$l_f = \frac{p_0}{\kappa} (x_q - x_F), \quad /14/$$

где  $p_0$  - импульс начального адрона,  $\kappa$  - коэффициент натяжения струны,  $x_q = k/p_0$ ,  $k$  - продольный импульс кварка,  $x_F = p_{||}/p_0$ ,  $p_{||}$  - продольный импульс конечного адрона.

За время формирования адрона промежуточный объект /струна/ взаимодействует с ядром. Это приводит к эффективной функции фрагментации /7/:

$$G_{eff}(x) = G(x) \exp[-\sigma_s T(b, z, z + l_f)] + \sigma_s \int_z^{z+l_f} dz' \rho(b, z') \exp[-\sigma_s T(b, z', z + l_f)] G(x'), \quad /15/$$

где  $x = x_F/x_q$  - отношение продольного импульса конечного адрона к импульсу кварка,  $\sigma_s$  - сечение взаимодействия струны, которое предполагается равным  $\sigma_{in}^{KN}$ ,

$$x' = xk/(k - \kappa \Delta z), \quad /16/$$

где  $\Delta z = z' - z$ ,  $z$  - координата взаимодействия первичного адрона,  $z'$  - координата последнего перерасcеяния струны. Функция фрагментации  $G_s^{K^0}(x)$  имеет вид /8/

$$G_s^{K^0}(x) = b_k x^{1-\alpha_\phi(0)} (1-x)^{-\alpha_R(0)+\lambda} + a_k (1-x)^{-\alpha_\phi(0)+\lambda+2[1-\alpha_{K^*}(0)]}, \quad /17/$$

где  $\alpha_\phi(0) = 0,1$ ,  $\alpha_R(0) = 0,5$ ,  $\alpha_{K^*}(0) = 0,3$ ,  $b_k = 0,5$ ,  $a_k = 0,05$ ,  $\lambda = 2\alpha'_R \bar{p}_\perp^2$ ,  $\alpha'_R = 0,9 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $\bar{p}_\perp^2 = 0,23 \text{ ГэВ}^2$ .

Диаграмме RRP на рис.1а отвечает цилиндрическая диаграмма на рис.1б. В результате взаимодействия налетающего адрона с нуклоном валентные кварки адрона образуют с кварками нуклона две струны, которые фрагментируют затем в адроны. В случае взаимодействия с ядром сечение для цилиндрической диаграммы определяется формулой

$$F^{RRP}(x_F) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z) \langle \sigma(r) \exp[-\sigma(r) T(b, -\infty, z)] \rangle_{h_1}.$$

$$\cdot \int_{x_F}^1 dx_q \tilde{f}(x_q) G_{\text{eff}} \left( \frac{x_F}{x_q} \right) \langle \exp[-\sigma(r) T(b, z + l_{r, \infty})] \rangle_{h_2}. \quad /18/$$

Вероятность налетающему адрону  $h_1$  дойти до точки  $z$  вычисляется с учетом цветовой прозрачности ядра, т.е. неупругих поправок.

Так как сечение взаимодействия может зависеть от импульсов партонов, то в качестве структурной функции используется эффективная структурная функция  $f(x_q)$ , искаженная взаимодействием с мишенью<sup>/2/</sup>. Если разложить волновую функцию налетающего адрона по фоковским компонентам с различным числом морских кварк-антикварковых пар, то разные компоненты обладают существенно различными импульсными распределениями кварков. В реджевской феноменологии их вклад в полное сечение соответствует графикам с различным числом разрезанных померонов. Веса этих графиков в полном сечении неупругого взаимодействия можно оценить в квазиэйкональном приближении<sup>/9/</sup>. Они складываются из веса  $w_n$  соответствующей фоковской компоненты волновой функции адрона, не зависящей от мишени, и сечения взаимодействия этой компоненты с мишенью. Сечение взаимодействия адронной флуктуации определяется ее поперечными размерами, поэтому различные фоковские компоненты, имеющие близкие размеры, должны обладать близкими сечениями взаимодействия. Для простоты предполагается их равенство. Величина этого сечения входит в общий параметр нормировки при аппроксимации спектров. Эффективная структурная функция имеет вид

$$\tilde{f}(x_q) = \sum_{n=1}^{\infty} w_n f_n(x_q). \quad /19/$$

Структурная функция взята в форме<sup>/10/</sup>

$$\frac{K^+}{s} f_n(x_q) = C_n x_q^{-a\phi(0)} (1-x_q)^{-aR(0)+n-1}, \quad /20/$$

где константы  $C_n$  находятся из условия нормировки

$$\int_0^1 f_n(x_q) dx_q = 1, \quad /21/$$

а  $w_n$  определяется согласно работе<sup>/11/</sup>:

$$w_n = \sigma_n / \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n, \quad /22/$$

$$\sigma_n = \frac{\sigma_p}{nz} \left( 1 - e^{-z} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} \right), \quad /23/$$

$$z = \frac{2C\gamma}{R^2 + \alpha'_p \xi} e^{\Delta\xi}, \quad /24/$$

$$\sigma_p = 8\pi\gamma e^{\Delta\xi}, \quad /25/$$

где  $\xi = \ln(s/s_0)$ ,  $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ , параметры определены в работе /12/,  $\Delta = \alpha_p(0) - 1 = 0,139$ ,  $\alpha'_p = 0,21 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $C = 1,8$ ,  $R^2 = 2,18 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $\gamma = 0,964 \text{ ГэВ}^{-2}$ .

Диаграмме RRR на рис.2а отвечают планарные /твистовые/ графики, показанные на рис.2б и 2в. Процесс адронизации происходит следующим образом. Кварки налетающего адрона находятся в сильноасимметричной по импульсам конфигурации: один из кварков несет весь импульс. Вероятность такой конфигурации подавлена фактором  $1/\sqrt{s}$ . Фрагментация быстрого кварка полностью определяется его структурной функцией. Функция фрагментации в формуле /18/ заменяется на  $\delta$ -функцию. Сечение адрон-ядерного взаимодействия для твистовой диаграммы определяется по формуле

$$F^{RRR}(x_F) = \sigma_{in}^{KN} \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \rho(b, z_1) \langle \exp[-\sigma(\tau) T(b, -\infty, z_1)] \rangle_{h_1} \cdot$$

$$\cdot \langle \exp[-\sigma(\tau) T(b, z_1, \infty)] \rangle_{h_2} \tilde{f}(x_F) + \sigma_{in}^{KN} \sigma_s \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \rho(b, z_1) \cdot \quad /26/$$

$$\cdot \int_{z_1 - \ell_f}^{z_1} dz_2 \rho(b, z_2) \langle \exp[-\sigma(\tau) T(b, -\infty, z_2)] \rangle_{h_1} \cdot$$

$$\cdot \langle \exp[-\sigma(\tau) T(b, z_1, \infty)] \rangle_{h_2} \tilde{f}(x_F + \frac{\kappa}{P_0} \Delta z),$$

где

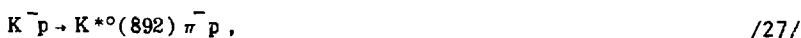
$$\Delta z = z_1 - z_2, \quad \ell_f = \frac{P_0}{\kappa} (1 - x_F).$$

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ РАСПАДНЫХ КАОНОВ

Распадные  $K^*(892)$ -мезоны образуются в дифракционном процессе /3/ и в результате распада тензорных мезонов /4/.



Сечение процессов дифракционного образования  $K^{*0}(892)$  на ядрах /3/ неизвестно, поэтому использовались данные о дифракционном образовании  $K^{*0}(892)$ -мезонов в реакции



измеренные при энергии 10-16 ГэВ<sup>1/2</sup>. Вклад сечения дифракционно образованных  $K^{*0}$ -мезонов в сечение процесса /1/ в зависимости от Фейнмановской переменной  $x_F$  определялся с использованием метода Монте-Карло. При этом разыгрывался процесс /27/ с распадом резонанса массой 1350 МэВ и шириной 300 МэВ по моде  $K^{*0}\pi$ . Параметр наклона дифракционного пика брался равным 10 (ГэВ/с)<sup>-2</sup>. При моделировании проводилось соответствующее экспериментальным данным обрезание по поперечному импульсу  $K^{*0}$  ( $p_{\perp} \leq 0,3$  ГэВ/с). Взаимодействие с ядром учитывалось при помощи умножения сечения на протоне на эффективное атомное число  $A_{eff}^{RRP}$  при  $x_F \sim 1$ , которое определялось по формуле

$$A_{eff}^{RRP}(x_F) = \frac{F^{RRP}(x_F)}{\sigma_{in}^{KN} \int_{x_F}^1 dx_q \tilde{f}(x_q) G\left(\frac{x_F}{x_q}\right)}. \quad /28/$$

Вклад процесса /4/ /13/ в сечение реакции /1/ составляет  $\approx 10\%$  от вклада дифракции. Его расчет проводился аналогичным образом, при этом учитывались вероятности распадов  $K^*(1430)$  в  $K^{*0}$ , а наклон сечения  $d\sigma/dt$  брался равным 5 (ГэВ/с)<sup>-2</sup> /14/. Полный вклад распадных  $K^{*0}$  приведен на рис.3 /пунктирная кривая/.

Основным источником распадных  $K^0$ -мезонов являются процессы /1/ и /5/. При расчете предполагалось сходное поведение сечений этих процессов в зависимости от продольного импульса, учитывались вероятности распадов  $K^{*0}$  и  $K^{*+}$  в  $K^0\pi$  и изотопические соотношения между процессами в области  $x_F \sim 1$ . Вклад процесса /1/ в сечение образования распадных  $K^0$ -мезонов определялся методом Монте-Карло на основе сечений, измеренных в том же эксперименте /пунктирная кривая на рис.3/.

#### 4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Инвариантные сечения процессов /1/ и /2/ описывались зависимостью

$$F(x_F) = a \left\{ F^{RRP}(x_F) + \frac{\beta}{\sqrt{s/s_0}} F^{RRR}(x_F) \right\}_{\text{прям.}} + F(x_F)_{\text{расп.}}, \quad /29/$$

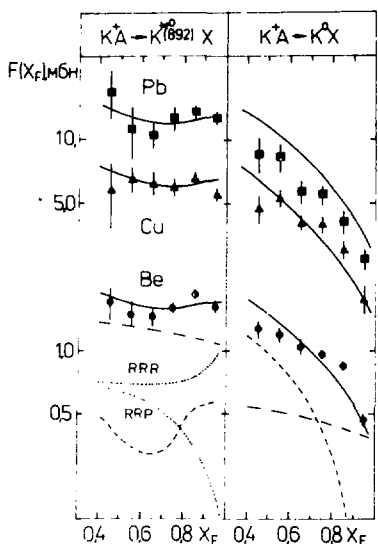


Рис.3. Дифференциальные сечения  $F(x_F)$  процессов /1/ и /2/ и их описание. Точечные кривые - вклады планарных (RRR) и цилиндрических (RRP) диаграмм; штрихпунктирные кривые - суммарный вклад RRR- и RRP-графиков; пунктирные кривые - вклад процессов /3/, /4/ для  $K^{*0}$  и /1/, /5/ для  $K^0$  /кривые приведены для  $K^+Be$ -взаимодействий/. Сплошные кривые - описание процессов /1/ и /2/.

где  $\alpha$ ,  $\beta$  - параметры. В результате аппроксимации всей совокупности экспериментальных данных получены следующие значения параметров:  $\alpha_{K^{*0}} = 0,017 \pm 0,002$ ,  $\alpha_{K^0} = 0,007 \pm 0,001$ ,  $\beta = 1,1 \pm 0,2$ .

Параметр  $\beta$  определяет относительный вклад планарных диаграмм. При расчете сечений использовалось значение коэффициента натяжения струны  $\kappa$ , равное 3 ГэВ/фм.

На рис.3 представлены инвариантные сечения процессов /1/ и /2/ в зависимости от фейнмановской переменной  $x_F$  и их описание в рамках предложенной схемы /сплошные кривые/. Для реакции /1/ наблюдается хорошее согласие теоретического описания и экспериментальных данных на всех ядрах. Для реакции /2/ наблюдается хорошее согласие для ядер бериллия и меди. В случае  $K^+Pb$ -взаимодействий теоретическая кривая лежит на  $\approx 20\%$  выше экспериментальных точек. Пунктирные кривые на рис.3 определяют вклад распадных  $K^{*0}$ - и  $K^0$ -мезонов, а штрихпунктирные кривые - вклад прямых  $K^{*0}$ - и  $K^0$ -мезонов. Для реакции /1/ показаны вклады планарных и цилиндрических диаграмм /точечные кривые/. Отметим, что вклад планарных диаграмм при  $x_F > 0,4$  больше вклада цилиндрических диаграмм, поэтому учет планарных диаграмм обязателен при описании реакций /1/-/2/ при энергии  $\sim 10$  ГэВ.

На рис.4 представлены отношения сечений для одного и того же процесса на разных ядрах в зависимости от  $x_F$ :

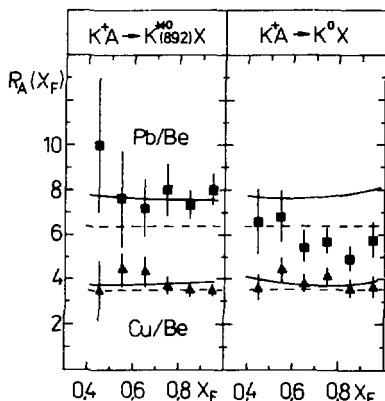


Рис.5. Отношения сечений процесса /1/ к сечениям процесса /2/ на одинаковых ядрах в зависимости от  $x_F$ . Сплошная кривая - расчет в рамках модели; штриховая кривая - отношения сечений распадных каонов; штрих-пунктирная кривая - отношения сечений прямых каонов /кривые приведены для  $K^+ \text{Be}$ -взаимодействий/.

$$R_A(x_F) = \frac{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+A \rightarrow K^{*0}, K^0 + X)}{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+ \text{Be} \rightarrow K^{*0}, K^0 + X)} \quad /30/$$

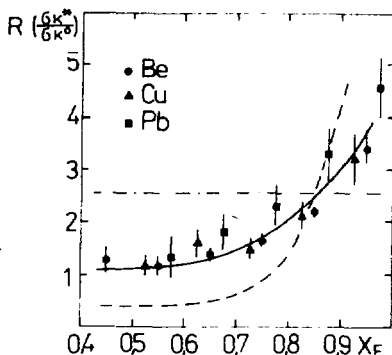
Для процессов /1/ модель /сплошные кривые/ хорошо описывает экспериментальные данные. Для реакции /2/ расчет согласуется с  $R_{\text{Cu}}$  и превышает  $R_{\text{Pb}}$  при  $x_F > 0,6$ .

Пунктирные прямые на этом рисунке соответствуют расчету в приближении Глаубера - Ситенко /15,16/:

$$A_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} d^2b T(b) \left[ 1 - \frac{\sigma_{\text{in}}^{\text{KN}}}{A} T(b) \right]^{A-1} \quad /31/$$

Видно описание  $R_{\text{Cu}}$  для обеих реакций. В случае  $R_{\text{Pb}}$  результат расчета по формуле /31/ лежит ниже данных для реакции /1/ и выше данных для реакции /2/.

Рис.4. Отношения сечений на разных ядрах для процессов /1/ или /2/ в зависимости от  $x_F$ . Сплошные кривые - результат расчета в рамках используемой модели, пунктирные кривые - расчет в приближении Глаубера - Ситенко.



На рис.5 представлено отношение сечений процессов /1/ и /2/ на одинаковых ядерных мишенях в зависимости от  $x_F$  :

$$R(x_F) = \frac{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+A \rightarrow K^{*0}X)}{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+A \rightarrow K^0X)} . \quad /32/$$

На опыте наблюдается независимость  $R$  от атомного номера ядра мишени и сильный рост при  $x_F \rightarrow 1$ . Отсутствие  $A$ -зависимости  $R$  объясняется одинаковой схемой учета ядерных эффектов для процессов /1/ и /2/. Полученное отношение сечений /сплошная кривая/ хорошо описывает экспериментальные данные. Отношение вкладов прямых  $K^{*0}$ - и  $K^0$ -мезонов дает постоянную величину /трихпунктирная кривая/. Отношение сечений распадных каонов сильно растет при  $x_F \rightarrow 1$  /пунктирная кривая/, что связано с резким падением вклада распадных  $K^0$ -мезонов и ростом вклада распадных  $K^{*0}$ -мезонов в области  $x_F > 0,7$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания процессов инклюзивного образования  $K^{*0}$ - и  $K^0$ -мезонов в каон-ядерных взаимодействиях при энергии 11 ГэВ проведен анализ вкладов прямых и распадных  $K^{*0}$ - и  $K^0$ -мезонов в эти процессы. Вклады распадных каонов определены для дифракционных процессов и процессов с образованием резонансов. Для описания сечений прямых нейтральных каонов использовалась модель /1,2/, в которой учитываются эффекты экранирования цвета кварков в адроне, длина формирования адрона и взаимодействие промежуточного объекта. В этой модели проведен расчет сечений цилиндрических и планарных диаграмм.

В рамках предложенной схемы описаны экспериментальные данные по инвариантным сечениям инклюзивного образования  $K^{*0}$ - и  $K^0$ -мезонов в зависимости от фейнмановской переменной. Показано, что вклад в сечение планарных диаграмм больше вклада цилиндрических диаграмм, а наблюдаемый на опыте рост отношения сечения образования  $K^{*0}$ -мезона к сечению образования  $K^0$ -мезона при  $x_F \rightarrow 1$  связан с резким уменьшением вклада распадных  $K^0$ -мезонов и ростом вклада распадных  $K^{*0}$ -мезонов при  $x_F \rightarrow 1$ .

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность Б.З.Копелиовичу за многочисленные полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Копелиович Б.З. - ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.1.
2. Kopeliovich B.Z. et al. - JINR, E2-90-344, Dubna, 1990.
3. Акименко С.А. и др. - ИФВЭ, 90-36, Серпухов, 1990.
4. Акименко С.А. и др. - ИФВЭ, 90-10, Серпухов, 1990.
5. Dally E.V. et al. - Phys. Rev. Lett., 1980, 45, p.232.
6. Водопьянов А.С., Цыганов Э.Н. - ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.1.
7. Kopeliovich B.Z. - JINR, E2-90-175, Dubna, 1990.
8. Кайдалов А.Б. - ЯФ, т.45, вып.5, 1987.
9. Ter-Martirosyan K.A. - Phys. Lett., 1973, 44B, p.377.
10. Пискунова О.И. - Препринт ФИАН № 140, Москва, 1987.
11. Шабельский Ю.М. - ЯФ, т.49, вып.4, 1989.
12. Otter G. et al. - Nucl.Phys., 1975, B96, p.29.
13. Flaminio V. et al. - CERN, 83-02, Geneva, 1983.
14. Deutsham V. et al. - CERN/D Ph 11/Phys., 71-24, Geneva, 1971.
15. Glauber R.J. - Lectures in theoret.Phys., No.4, Interscience, 1959, vol.1, p.315.
16. Ситенко О.Г. - Украинский физ. журн., 1959, т.4, с.152-163.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 июня 1990 года.