

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДПОРОГОВОГО РОЖДЕНИЯ $K^+$ -МЕЗОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

А.В.Акиндинов, Ю.Т.Киселев, А.Н.Мартемьянов, В.И.Михайличенко,  
К.Р.Михайлов, С.А.Поздняков, Ю.В.Терехов, М.М.Чумаков, В.А.Шейнкман

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2000 г.

Измерена энергетическая зависимость дифференциальных сечений образования  $K^+$ -мезонов с импульсом 1.28 ГэВ/с ( $c$  – скорость света) протонами на ядрах Be, Al, Si и Ta при энергиях как выше, так и ниже порога их рождения в  $pp$ -столкновениях. Приведены аргументы, свидетельствующие о доминировании прямого механизма рождения в эксперименте. Получены характеристики импульсного распределения нуклонов в ядрах Be и Al до 650 МэВ/с. Данные не удается описать в рамках модели спектральной функции ядер.

PACS: 13.75.Cs, 21.30.+y

Подпороговое рождение адронов является одним из немногих процессов, изучение которых дает информацию о свойствах ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях, короткодействующей части нуклон-нуклонного потенциала, влиянии среды на свойства рожденных частиц. В отличие от других процессов, кинематически запрещенных в столкновениях свободных нуклонов, интерпретация результатов подпороговых экспериментов более однозначна, поскольку дефицит энергии столкновения приводит к существенному сокращению числа возможных каналов образования адронов. В предположении рождения подпороговых  $K^+$ -мезонов на отдельных внутриядерных нуклонах таких каналов два: прямой механизм рождения (ПМР) –  $pN \rightarrow K^+YN$  и двухступенчатый (каскадный) механизм (ДМР) –  $pN \rightarrow NN\pi$ ,  $\pi N \rightarrow YK$  ( $Y = \Lambda, \Sigma$ ). Высокоимпульсная компонента может быть изучена только в прямом процессе, поскольку в ДМР импульсы внутриядерных нуклонов используются дважды и оказываются порядка фермиевских. В единственной существовавшей к началу наших измерений работе [1] по образованию  $K^+$ -мезонов в  $pA$ -столкновениях и двух, появившихся позже [2, 3], согласно анализу [4–7] доминирует ДМР. Поэтому наши усилия были направлены на выполнение работы с существенно меньшим, чем в [1–3], вкладом ДМР по сравнению с ПМР.

**Выбор кинематических условий измерений.** Подпороговым рождением частиц на ядрах мы называем процессы, запрещенные в той же кинематике при столкновении со свободным нуклоном. Определение подразумевает зависимость пороговой энергии как от массы образовавшейся частицы, так и от ее импульса и угла вылета. Обычно изучается зависимость сечений образования адронов с фиксированным импульсом и углом от энергии налетающих частиц, либо импульсная зависимость сечений при энергии, меньшей пороговой для рождения исследуемых адронов на нуклоне. В случае реакции  $pA \rightarrow K^+X$  как с уменьшением энергии протонов, так и с ростом импульса  $K^+$ -мезонов быстро падает вероятность столкновения налетающего протона с нуклоном ядра, импульс которого  $q_{\min}$  достаточен для образования регистрируемого каона в ПМР. Величина  $q_{\min}$  может быть определена из соотношения

$$M_{YN}^2 = (E_0 + w - E_K)^2 - (p_0 + q - p_K)^2 \geq (m_Y + m_N)^2, \quad (1)$$

где  $(E_0, p_0)$ ,  $(E_K, p_K)$  и  $(w, q)$  – компоненты 4-векторов налетающего протона, регистрируемого каона и нуклона ядра,  $m_N$  и  $m_Y$  – массы нуклона и гиперона,  $M_{YN}^2$  – квадрат недостающей массы. На пороге реакции

$$M_{YN}^2 = M_{\Lambda N}^2 = (M_\Lambda + M_N)^2, \quad q_{\min} = |q|. \quad (2)$$

Сечение подпорогового процесса быстро уменьшается с ростом  $q_{\min}$ , зависимость от импульса и угла вылета при одинаковых  $q_{\min}$  существенно слабее [8]. Поэтому сечения  $E_{K^+} d\sigma/dp$  ПМР, измеренные в различных экспериментах при одинаковых  $q_{\min}$ , близки. Это же утверждение, видимо, справедливо и для подпорогового образования каонов пионами. Для пионов выражение (1) с заменой  $(m_Y + m_N)^2$  на  $m_\Lambda^2$  дает для фиксированного  $q_{\min}$  импульс промежуточного пиона, который необходим для последующей генерации  $K^+$ -мезона. Как будет показано, вероятность рождения жестких пионов быстро уменьшается с ростом скейлинговой переменной  $X_F^R$ :

$$E_\pi \frac{d\sigma}{dp_\pi} \sim (1 - X_F^R)^n, \quad n > 3, \quad X_F^R = \frac{P^*}{P_{\max}^*}. \quad (3)$$

Здесь  $P^*$  и  $P_{\max}^*$  – импульс рожденного пиона и его максимальная величина в системе протон – ядро. На рис.1 показаны минимальные импульсы пионов, выраженные в переменной  $X_F^R$ , способных при их столкновении с нуклонами, несущими встречный

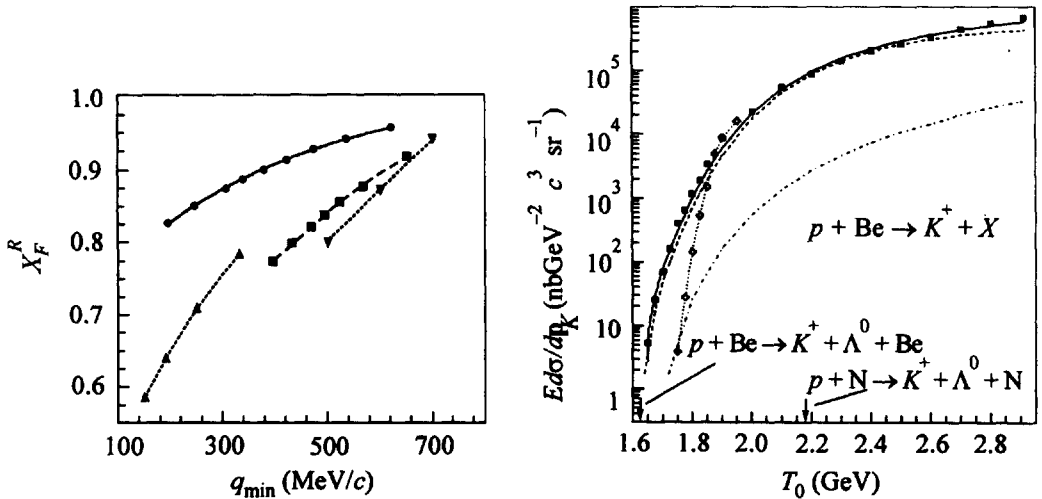


Рис.1. Зависимость  $X_F^R$  от  $q_{\min}$  для выполненных экспериментов по подпороговому рождению  $K^+$ -мезонов: ■ – [1], мишень Be, энергия протонов  $T_0$  – (0.99-0.84) ГэВ,  $p_{K^+}$  = 0.25 ГэВ/с; ▲ – [2], мишень C,  $T_0$  = 1.5 ГэВ,  $p_{K^+}$  – (0.45-0.7) ГэВ/с; ▼ – [2], мишень C,  $T_0$  = 1.2 ГэВ,  $p_{K^+}$  – (0.5-0.7) ГэВ/с; ● – данная работа, мишень Be,  $T_0$  – (1.9-1.65) ГэВ,  $p_{K^+}$  = 1.28 ГэВ/с. (Здесь и везде ниже, и на рисунках, и в тексте, в размерности величин входит скорость света c.)

Рис.2. Зависимость дифференциальных сечений образования  $K^+$  от энергии протонов: ■ – экспериментальные данные; сплошная кривая – описание формулой (8); штриховая кривая – описание с помощью фазового объема; ◇ – описание спектральной функцией; штрих-пунктирная кривая – двухступенчатый механизм

импульс 250 МэВ/с, образовать  $K^+$ -мезоны, регистрируемые в настоящей работе и в [1, 2]. По оси абсцисс отложены величины  $q_{\min}$ , определяющие вклад в сечение ПМР. Из рисунка видно, что при близких сечениях в ПМР и одинаковых  $q_{\min}$  для

второй стадии каскадного процесса в выбранных нами кинематических условиях для образования  $K^+$ -мезонов нужны промежуточные пионы с существенно большими  $X_{\pi}^R$ . С учетом (3) это означает, что отношение сечений ДМР и ПМР в выполненной нами работе будет наименьшим.

**Эксперимент.** В работе измерены инвариантные сечения рождения  $K^+$ -мезонов с импульсом  $(1.28 \pm 0.014)$  ГэВ/с под углом 10.5 градусов к внутреннему протонному пучку ускорителя ИТЭФ. В качестве мишеней использовались тонкие фольги из Be, Al, Cu и Ta. Измерения выполнены в интервале энергий протонов от 2.9 до 1.65 ГэВ. Энергия протонного пучка была известна с точностью 5 МэВ. Работа выполнена на том же магнитном спектрометре, что и работа [9], ее методика описана в [10]. Идентификация  $K^+$ -мезонов была надежной: вклад фона не превышал 5% при энергиях, больших 1.7 ГэВ и возрастал до 15% в двух последних точках. Величины сечений приведены в табл.1. Неуказанные в таблице ошибки не превышают 15% и не включают погрешности абсолютной нормировки данных, которая оценивается в 20%. Пример энергетической зависимости сечений образования  $K^+$ -мезонов на ядре Be показан на рис.2. Правой стрелкой отмечен порог рождения каонов с импульсом 1.28 ГэВ/с на нуклоне, левой – порог их рождения на ядре как целом. Последняя экспериментальная точка превышает абсолютный порог реакции на 40 МэВ.

Таблица 1

Инвариантные сечения рождения  $K^+$ -мезонов  $E_0 I \frac{d\sigma}{dp_K} (nb \cdot GeV^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot c^3)$  в зависимости от энергии протонов (GeV)

$T_0$	Be	Al	Cu	Ta	$T_0$	Be	Al	Cu	Ta
2.910	6.87E5	1.54E6	1.99E6		1.850	3.43E3	1.09E4	1.41E4	1.81E4
2.800	5.57E5	1.11E6	1.43E6		1.825	1.95E3	6.46E3	1.07E4	1.15E4
2.700	4.44E5		1.21E6		1.800	1.18E3	4.55E3	7.37E3	5.52E3
2.600	3.42E5	7.30E5	1.02E6	1.78E6	1.775	6.67E2	2.29E3	3.42E3	
2.500	2.61E5	6.50E5	8.12E5	1.31E6	1.750	4.17E2	1.37E3	1.98E3	1.85E3
2.400	2.07E5	4.45E5	6.71E5	1.02E6	1.725	1.67E2	5.92E2	9.04E2	$\pm 3.7E2$
2.300	1.44E5	3.43E5	4.78E5	6.50E5	1.700	7.17E1	2.47E2	3.40E2	
2.200	8.80E4	2.04E5	2.66E5	4.35E5	1.675	1.57E1	1.14E2	8.71E1	
2.100	5.50E4	1.15E5	1.49E5	2.50E5		$\pm 3.7E0$	$\pm 2.85E1$	$\pm 3.7E1$	
2.000	2.23E4	5.57E4	7.66E4	1.15E5	1.650	5.50E0	4.20E1		
1.900	8.79E3	2.45E4	3.49E4	3.62E4		$\pm 2.5$	$\pm 1.47E1$		

**Прямой механизм рождения каонов.** Анализ данных начнем с их описания в предположении доминирования ПМР и определения параметров импульсных распределений нуклонов в ядрах, а затем приведем аргументы в пользу такого подхода. В последующих расчетах 4-импульс ядерного нуклона ( $w, q$ ) связан с 4-импульсом ядра-остатка ( $E_{A-1}, p_{A-1}$ ), его массой  $M_{A-1}$  и массой ядра-мишени  $M_A$  соотношениями

$$w = M_A - E_{A-1}, \quad p_{A-1} = -q, \quad (4)$$

причем полагалось, что ядро-остаток находится в основном состоянии

$$E_{A-1} = M_{A-1} + q^2 / 2M_{A-1}. \quad (5)$$

Из соотношений (4), (5) находим, что энергия немассового нуклона равна

$$w = M_N - (M_{A-1} + M_N - M_A) - \frac{q^2}{2M_{A-1}} = M_N - (\epsilon + \frac{q^2}{2M_{A-1}}) = M_N - E_R, \quad (6)$$

где  $E_R$  – энергия отделения нуклона от ядра, а значение  $\epsilon$  полагалось равным 2 МэВ – минимальной энергии связи нуклона в изучавшихся ядрах. Такой выбор  $\epsilon$  и пред-

положение об основном состоянии ядра-остатка связаны со стремлением получить нижнюю границу вклада больших импульсов в распределение нуклонов  $n(q)$ . Это распределение было традиционно выбрано в виде суперпозиции двух гауссианов с параметрами  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $h$ :

$$n(q) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}(1+h)} \left[ \frac{1}{\sigma_1^3} \exp\left(\frac{-q^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{h}{\sigma_2^3} \exp\left(\frac{-q^2}{2\sigma_2^2}\right) \right], \quad 4\pi \int n(q)q^2 dq = 1. \quad (7)$$

В предположении равенства сечений генерации каонов на протонах и нейтронах в рамках модели свертки сечение образования  $K^+$ -мезонов на ядрах связано с сечением их генерации на свободном нуклоне соотношением

$$E_{K^+} \frac{d\sigma^{pA \rightarrow K^+X}(p_0, p_K)}{dp_K} = N_1 \int dq n(q) \left[ E_K \frac{d\sigma^{pp \rightarrow K^+X}(M_{YN}, p_K)}{dp_K} \right]. \quad (8)$$

В (8) выражение в квадратных скобках – сечение рождения  $K^+$ -мезонов в протон-протонных столкновениях в зависимости от недостающей массы  $M_{YN}$  (1). Это сечение может быть записано в виде

$$E_{K^+} \frac{d\sigma^{pp \rightarrow K^+X}(M_{YM}, p_K)}{dp_K} = \frac{d^2\sigma^{pp \rightarrow K^+X}(M_{YN})(E_0 + m_n)p_K - p_0 E_K \cos\theta_K}{dM_{YN} d\Omega_K p_K^2 M_{YN}}, \quad (9)$$

где  $\theta_K$  – угол вылета каона. Имеющиеся данные по образованию  $K^+$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях [11,12] показывают, что сечения  $d^2\sigma^{pp \rightarrow K^+X}/dM_{YN}d\Omega_K$  при различных энергиях в широком диапазоне углов и импульсов, включающем использованные в нашем эксперименте, зависят только от массы недетектируемой системы  $M_{YN}$ . Важно отметить, что из-за взаимодействия в конечном состоянии между нуклоном и  $\Lambda$ -гипероном при малых относительных импульсах это сечение не следует фазовому объему при  $M_{\Lambda N} < 2.11$  ГэВ, оставаясь практически постоянным до порога [11].

Множители  $N_1$  в формуле (8), характеризующие поглощение протонного пучка и образовавшихся в мишени каонов, определялись из соотношения

$$N_1 = \frac{E_{K^+} d\sigma^{pA \rightarrow K^+X}/dp_K}{E_{K^+} d\sigma^{pp \rightarrow K^+X}/dp_K}, \quad (10)$$

где числитель – измеренные в работе сечения, а знаменатель – сечения в  $pp$ -столкновениях, пересчитанные для кинематики нашего эксперимента с учетом изотропности образования  $K^+$ -мезонов в СЦМ [12]. Величины  $N_1$  были определены для протонных энергий 2.54 и 2.88 ГэВ и оказались одинаковыми для каждого из ядер. Используемые в расчетах значения  $N_1$  приведены в табл.2.

Таблица 2

A	Be	Al	Cu	Ta
$N_1$	4.9	11.0	13.0	25.2
$\sigma_1$	$132 \pm 13$	$146 \pm 15$	$146 \pm 15$	$142 \pm 20$
$h$	$0.12 \pm 0.06$	$0.13 \pm 0.06$	$0.12 \pm 0.06$	$0.12 \pm 0.08$

Параметры импульсных распределений нуклонов в исследовавшихся ядрах были определены фитированием выражением (8) измеренных энергетических зависимостей сечений образования  $K^+$ -мезонов. Оказалось, что данные, полученные на ядрах Al, Cu и Ta, могут быть описаны распределением с одним параметром  $\sigma_1 = 155 \pm 8$  МэВ/с с  $\chi^2 \sim 1$  на степень свободы. Для ядра Be описание хуже:  $\chi^2 \approx 2$  и  $\sigma_1 = 150 \pm 7$  МэВ/с. Трехпараметрическое описание существует в широких пределах варьирования параметров при их коррелированном изменении. Например, величины

$\sigma_1$  и  $h$  при фиксированном значении  $\sigma_2=220$  МэВ/с приведены в табл.2. При изменении одного из параметров на величину указанной ошибки значение  $\chi^2$  на степень свободы возрастает вдвое. Таким образом наблюдается универсальность формы  $n(q)$  для исследованных ядер, что согласуется с утверждением о независимости формы этого распределения от  $A$  для ядер тяжелее  ${}^4\text{He}$  при  $q > 200$  МэВ/с [13]. Напомним, что целью расчетов, выполненных с минимальной величиной  $E_R$ , было определение нижней границы вклада больших импульсов в  $n(q)$ . Учет принятой в модели оболочек энергии связи нуклона, возможного возбуждения или развала ядер ведет к росту величин  $\sigma_2$  и  $h$ , характеризующих  $n(q)$ .

Результаты вышеописанного расчета для ядра Ве приведены на рис.2. Там же показаны результаты вычислений, проведенных в предположении пропорциональности элементарных сечений  $pp \rightarrow K + X$  фазовому объему реакции, заметно недооценивающие эксперимент при энергиях, меньших 1.75 ГэВ.

### Аргументы в пользу прямого механизма образования $K^+$ -мезонов.

1. Важным аргументом при определении механизма реакции является сравнение с опытом результатов расчета ДМР. Для этого необходимо свернуть вероятность рождения пиона протонами на ядре с массовым числом  $A$  с сечением образования  $K^+$ -мезонов пионами:

$$E_{K^+} \frac{d\sigma_{sec}^{pA \rightarrow K^+ X}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_K)}{d\mathbf{p}_K} = 2N_2 \int d\mathbf{p}_\pi f(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_\pi) \int d\mathbf{q} n(\mathbf{q}) [E_{K^+} \frac{d\sigma^{\pi p \rightarrow K^+ Y}(\sqrt{S_\pi}, \mathbf{p}_K)}{d\mathbf{p}_K}], \quad (11)$$

Вычисления были выполнены для ядра Ве с найденным выше импульсным распределением  $n(q)$ . В (11) множитель  $N_2$  – произведение эффективного числа ядерных нуклонов  $\sigma_{in}^{pBe} / \sigma_{in}^{pp} = 5.9$  на вероятность  $V$  промежуточному пиону испытывать взаимодействие в ядре. Для рожденных вперед пионов величина  $V$  бралась в виде

$$V = (R^2 - l^2/4)/R^2, \quad (12)$$

где  $R$  – радиус ядра мишени, а  $l = 3.5$  фм – сумма длин свободных пробегов протона и пиона [5]. Вклад в сечение от нейтральных пионов учтен множителем 2. Для повышения надежности расчета нами была измерена импульсная зависимость дифференциальных сечений образования  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов в  $p\text{Be}$ -столкновениях под углом  $10.5^\circ$  при энергиях 1.7 и 2.25 ГэВ. Данные соответствовали интервалу изменения фейнмановской переменной  $X_F^R$  от 0.5 до 0.95. В указанном интервале энергий для пионов обоих знаков с точностью до фактора 2 имеет место скейлинг по переменной  $X_F^R$ , наблюдавшийся в рождении  $\pi^-$ -мезонов под нулевым углом [14]. Это позволило аппроксимировать сечения образования  $\pi^+$ -мезонов в угловом интервале  $0 - 15^\circ$  зависимостью

$$\begin{aligned} f(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_\pi) &= \frac{1}{\sigma_{tot}^{pBe} E_{\pi^+}} [E_{\pi^+} \frac{d\sigma^{pBe \rightarrow \pi^+ X}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_\pi)}{d\mathbf{p}_\pi}] = \\ &= \frac{1}{\sigma_{tot}^{pBe} E_{\pi^+}} 1300 (X_F^R)^3 (1 - X_F^R)^{2+1.65X_F^R+4P_t^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $P_t$  (ГэВ/с) – поперечная составляющая импульса пиона, измеренные инвариантные сечения образования  $\pi^+$ -мезонов имеют размерность  $\text{mb} \cdot \text{GeV}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot c^3$ , а  $\sigma_{tot}^{pBe} = 170$  mb. Внутренний интеграл в (11) связывает сечение образования каона в пион-ядерном и пион-протонном взаимодействии при значении  $S_\pi$ , определяемым соотношением:

$$S_\pi = (E_\pi + w)^2 - (\mathbf{p}_\pi + \mathbf{q})^2. \quad (14)$$

При описании рождения  $K^+\Sigma$  и  $K^+\Lambda$ -систем использовались параметризации угловых распределений  $K^+$ -мезонов и полных сечений при  $\sqrt{S_\pi} > 1.9$  ГэВ, приведенные в работах [15, 16]. Методика расчета описана в [17]. Результаты расчета сечений ДМР  $K^+$ -мезонов показаны на рис.2. Вклад каскадного процесса не превышает 5% от измеренных сечений для ядра Be.

2. Этот результат позволяет оценить вклад ДМР на ядрах тяжелее Be. В надпороговой области энергий при  $2.2 < T < 2.6$  ГэВ доминирует ПМР. Это подтверждает совпадение величин отношений сечений образования  $K^+$ -мезонов на ядре A к той же величине на ядре Be  $R(A/Be)$ , в эксперименте, с расчетом, учитывающим только поглощение протона и каона. Результаты таких вычислений и экспериментальные отношения изображены на рис.3 вместе с расчетом A-зависимости сечений в ДМР,

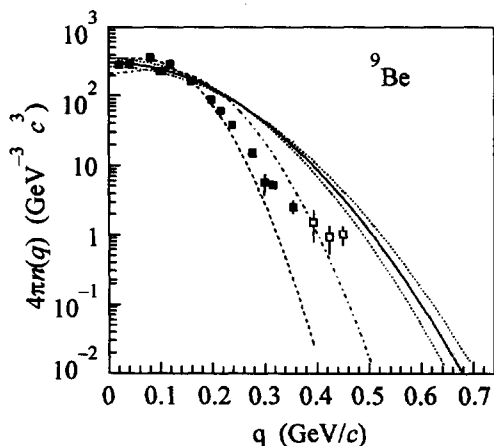
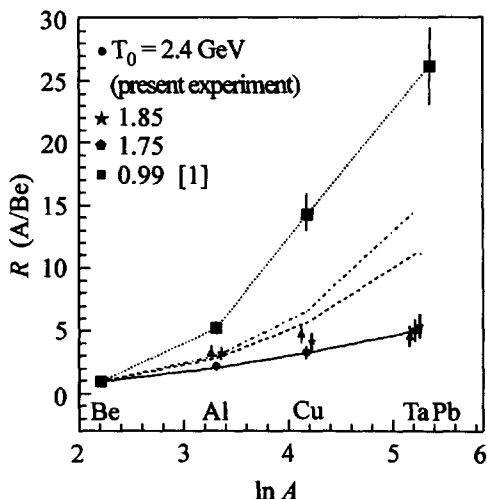


Рис.3. Зависимость от A сечений образования  $K^+$ -мезонов. Расчетные A-зависимости: сплошная кривая – прямое рождение; штриховая кривая – каскадное рождение; штрих-пунктирная кривая – каскадное рождение [1]

Рис.4. Импульсное распределение нуклонов в ядре Be: сплошная кривая –  $n(q)$ , полученные в работе; пунктирные кривые –  $n(q)$ , соответствующие увеличению вдвое величины  $\chi^2$ ; штриховая кривая –  $n(q)$  в модели “среднего поля”; штрих-пунктирная кривая –  $n(q)$  (15) для  $E_{\max} = 40$  МэВ; ■ –  $n(q)$ , найденное в реакции  $^{12}\text{C}(e, e'p)X$ ; □ –  $n(q)$  извлечено в модели Y-скейлинга для реакции  $^{12}\text{C}(e, e'X)$

которая заметно сильнее, чем в прямом процессе. В подпороговой области при  $T < 1.9$  ГэВ для ядер Al и Cu величины  $R$  увеличиваются в 1.5 раза, что вместе с малой ролью ДМР на ядре Be дает верхнюю оценку вклада каскадных процессов на этих ядрах, равную 1/3. Отметим, что данные [1], где вклад ДМР является определяющим для средних и тяжелых ядер, имеют существенно более сильную A-зависимость. Эта зависимость также представлена на рис.3 вместе с каскадным расчетом, учитывающим меньшее поглощение медленных каонов, регистрировавшихся в [1]. Расчет, учитывающий лишь поглощение, приводит к более слабой A-зависимости.

**Обсуждение результатов.** Доминирование ПМР позволяет рассматривать  $n(q)$  как плотность импульсного распределения нуклонов, найденную для ядер Be и Al до  $q = 0.65$  ГэВ/с и для ядра Cu до  $q = 0.6$  ГэВ/с. Распределение для ядра Be представлено на рис. 4 сплошной линией вместе с изображенным пунктиром  $n(q)$ , отвечающим удвоению величины  $\chi^2$ . Там же приведено  $n(q)$ , вычисленное в модели “среднего по-

ля" Хартри-Фока. При  $q > 0.35$  ГэВ/с экспериментальное распределение отличается от модельных расчетов в десятки раз. На рисунке показано также  $n(q)$ , извлеченное из данных по реакции  $^{12}\text{C}(e, e'p)\text{X}$  и результаты  $Y$ -скейлинг анализа реакции  $^{12}\text{C}(e, e'p)\text{X}$  [13]. Видно, что в подпороговом рождении информация о  $n(q)$  получена до существенно больших ядерных импульсов, чем это сделано в электромагнитных взаимодействиях. С учетом допущений, сделанных в работе,  $n(q)$  одинаково для исследовавшихся ядер.

Прогресс в изучении структуры ядра на малых расстояниях привел к появлению количественных характеристик спектральных функций  $S(q, E_R)$ , характеризующих комбинированную вероятность обнаружить в ядре нуклон с импульсом  $q$  и энергией отделения  $E_R$ . Спектральная функция связана с  $n(q)$  соотношением

$$n(q) = \int_{E_{thr}}^{E_{max}} S(q, E_R) dE_R, \quad (15)$$

где  $E_{thr}$  – пороговая энергия отделения нуклона. При подстановке в (8) выражения (15) для  $n(q)$  и  $E_{max} = 0.5$  ГэВ расчет сильно недооценивает экспериментальные данные в глубокоподпороговой области, что видно из рис.2. Это связано с заложенным в модели быстрым увеличением средней энергии  $E_R$  с ростом импульса нуклона. В эксперименте  $E_R = E_{max}$  не превышает 30–40 МэВ для глубокоподпороговой области из-за быстрого уменьшения энергии ядерного нуклона (6), препятствующего образованию  $K^+$ -мезона. Поэтому  $n(q)$ , полученное в работе, имеет смысл сравнивать с расчетом при близких  $E_{max}$ . Расчет с  $E_{max} = 40$  МэВ также показан на рис.4.

Наблюдаемое противоречие с экспериментом в значительной степени устраняется при учете влияния эффективных потенциалов, ведущих к уменьшению масс барионов, рожденных вместе с каоном в ядре [18]. Другая возможность – учет не-нуклонных степеней свободы, не рассматриваемых в работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 96-02-18607) и Международного научного фонда (проекты MBK000, MBK300).

- 
1. В.Коптев, С.Микиртычянц, М.Нестеров и др. ЖЭТФ 94, 1 (1988).
  2. M.Dobovski, R.Barth, M.Boivin et al., Z. Phys. A356, 313 (1996).
  3. A.Badala, R.Barbera et al., Phys. Rev. Lett. 80, 4863 (1998).
  4. Н.Тарасов, М.Нестеров, В.Коптев, Письма в ЖЭТФ 43, 217 (1986).
  5. W.Cassing, G.Batko, U.Mozel et al., Phys. Lett. 238B, 25 (1990).
  6. A.Sibirtsev and M.Buscher, Z. Phys. A347, 191 (1994).
  7. S.Efremov and E.Paryev, Eur. Phys. J. A1, 99 (1998).
  8. S.Frankel and W.Frati, Phys. Rev. C16, 1499 (1977).
  9. Ю.Лепихин, В.Смирнитский, В.Шейнкман, Письма в ЖЭТФ 46, 219 (1987).
  10. A.Akindinov, M.Chumakov et al., Heavy Ion Physics 4, 325 (1996).
  11. R.Siebert, J.Dideler, R.Frascaria et al., Nucl. Phys. A567, 819 (1994).
  12. W.Hogan, P.Purou et al., Phys. Rev. 166, 1472 (1968).
  13. C.Ciofi degli Atti and S.Simula, Phys. Rev. C53, 1689 (1996).
  14. A.Moeller, L.Anderson, W.Brunkner et al., Phys. Rev. C28, 1246 (1983).
  15. J.Cugnon and R.Lombard, Nucl. Phys. A422, 635 (1984).
  16. К.Тсushima, S.Huang, and A.Faessler, Phys. Lett. 337B, 245 (1994).
  17. С.Ефремов, Э.Парьев, ЯФ 59, 2143 (1996).
  18. E.Paryev, Eur. Phys. J. A5, 307 (1999).