

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-664

Б.З.Копелиович, Ф.Нидермайер

ПОДПороГОВОЕ РОЖДЕНИЕ K^+ -МЕЗОНОВ
НА МНОГОКВАРКОВЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ
В ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

1. Введение

Образование адронов на ядрах при энергиях, ниже пороговой для нуклонной мишени, возможно благодаря, например, ферми-движению ядерных нуклонов. Однако при уменьшении энергии должна возрасти роль кооперативных эффектов - взаимодействия налетающего адрона с группой ядерных нуклонов. Вблизи абсолютного кинематического порога для ядра в процессе рождения должны участвовать все ядерные нуклоны.

В настоящей работе рассмотрены данные^{1,2/} по рождению K^+ -мезонов на ядрах при кинетической энергии налетающих протонов 0,84 - 1 Гэв. Это значительно ниже пороговой энергии для нуклонной мишени /1,58 Гэв/ и близко к абсолютному порогу.

Одна из возможностей кооперативного явления при рождении адронов на ядрах - это взаимодействие налетающего адрона с группой нуклонов, образующих единую многокварковую систему. Ниже показано, что подпороговое рождение адронов на ядрах чувствительно к малым примесям многокварковых кластеров /МКК/ в ядрах.

Пусть в легком ядре с атомным номером n существует примесь МКК из $3n$ кварков, который является квазистационарным состоянием с большой массой /например многокварковый мешок/. Состояние ядра можно описать в виде суперпозиции

$$\Psi_n = \alpha_n \Psi_N + \beta_n \Psi_q \quad (1/)$$

Здесь пока пренебрегается примесью более легких МКК. Величина

$$\beta_n = U_{Nq} / \Delta E \ll 1, \text{ где } U_{Nq} = \langle \Psi_q | \hat{H} | \Psi_N \rangle - \text{матричный элемент части}$$

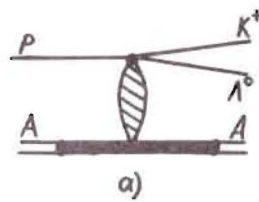
гамильтониана, смешивающей состояния /1/; ΔE - разница энергий этих состояний. В дальнейшем будем считать, что ΔE значительно превышает энергию связи легких ядер, на что указывают расчеты в модели мешков MIT.

Результаты работы излагаются в следующем порядке. Вначале, в разделе 2 рассмотрен механизм рождения K^+ на легких ядрах в случае, когда МКК включает все нуклоны ядра. В модели цветных струн удастся связать сечение этого процесса с сечением рождения K^+ на протонной мишени при энергиях, выше пороговой. Единственный неизвестный параметр β_n^2 - вероятность перехода ядра из n нуклонов в МКК из $3n$ кварков, определяет также сечение образования K^+ на тяжелых ядрах с $A > n$. Этот вопрос

рассмотрен в разделах 3,4, где учтено также ферми-движение МКК и энергия связи в ядре. Показано, что энергетическая и A -зависимости вкладов МКК с $n = 2, 3, 4$ хорошо соответствует данным^{1,2/}. Из сравнения с данными найдены верхние оценки на значения весов β_n^2 .

2. Подпороговое рождение K^+ на МКК

Рассмотрим подпороговое образование K^+ -мезонов на МКК. Обсудим две возможности, показанные на рис.1. В первом случае ядро не разваливается /рис.1а/. Сечение этого процесса запишем в виде



$$\sigma_n^a(T) = \beta_n^4 \mathcal{J}_n^a(T), \quad (2/)$$

где

$$\mathcal{J}_n^a(T) = \frac{1}{v} |F_n|^2 \mathcal{C}_3(W_n; m_K, m_\Lambda, M_n)^{1/3}$$

Здесь T и v - кинетическая энергия и скорость налетающего адрона; F_n - матричный элемент рождения пары $K^+ \Lambda$ при столкновении протона с МКК из $3n$ кварков. \mathcal{C}_3 - трехчастичный фазовый объем, зависящий от W_n - суммарной кинетической энергии продуктов реакции в с.ц.и. и масс K^+ , Λ и ядра-остатка.

В общем случае в нерелятивистском приближении \mathcal{C}_n можно вычислить аналитически.

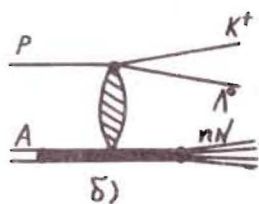


Рис.1. Процесс рождения K^+ на МКК.

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_n(W; m_1, \dots, m_n) &= \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \delta(W - \sum_{i=1}^n \frac{p_i^2}{2m_i}) \delta(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i) \\ &= \left(\prod_{i=1}^n \frac{m_i}{\sum_{i=1}^n m_i} \right)^{3/2} \left(\frac{W}{2\pi} \right)^{3n-5} \Gamma^{-1} \left(\frac{3n-3}{2} \right). \end{aligned} \quad (4/)$$

Сделаем следующие предположения относительно амплитуды F_n .

$$1) |F_n|^2 \approx \frac{\sigma_{\rho \text{ МКК}}}{\sigma_{\rho \text{ N}}^{\text{in}}} |E_1|^2 \approx n^{3/2} |E_1|^2, \quad (5/)$$

где E_1 - амплитуда рождения K^+ на нуклоне; $\sigma_{\rho \text{ МКК}}^{\text{in}}$ - сечение неупругого соударения протона с МКК. Это соотношение можно обосновать в модели цветных трубок. Процесс рождения пары $s\bar{s}$ -кварков выглядит следующим образом. Налетающий адрон испытывает неупругое соударение с мишенью, т.е. цветовую перезарядку. Между ними натягивается

цветная трубка, в поле которой рождаются из вакуума $q\bar{q}$ -пары^{13,4/}. Для рождения пары кварков необходимо, чтобы трубка имела достаточную длину в с.с.и., $\ell > 2m_q/\alpha$, где m_q - масса составляющего кварка, $\alpha \approx 1$ Гэв/фм - плотность энергии на единицу длины трубки. Считается, что вероятность образования $q\bar{q}$ -пары определяется лишь длиной трубки $\ell(t)$ и не зависит от сорта взаимодействующих адронов. Максимальная длина, до которой может растянуться цветная трубка, зависит только от полного энерговыделения W . Поэтому отношение сечений образования $S\bar{S}$ -пары на МКК и нуклоне при одинаковых значениях W равно отношению сечений цветовой перезарядки $\sigma_{in}^{PKK}/\sigma_{in}^{PN}$. Вся зависимость сечения от начальной энергии определяется фазовым объемом.

ii/ Для того чтобы понятие цветной трубки имело смысл, нужно, чтобы внутренние импульсы кварков в адронах были значительно меньше начального импульса сталкивающихся адронов. В данном случае это условие выполняется.

iii/ В процессе рождения K^+ -мезона ядро отдачи получает продольный импульс порядка 1 Гэв/с. Если бы этот импульс передавался небольшой части кварков из МКК, то следовало бы еще учесть формфактор. Однако в модели цветной трубки импульс передается "мягко" за большое время. Цветные силы ускоряют МКК, действуя на все кварки. Поэтому формфактор, по-видимому, не появляется. Для более строгого обоснования этого предположения необходима конкретная динамическая модель.

Таким образом, $|E_n|^2$ может быть найдено с помощью выражения /5/ из данных по реакции $pp \rightarrow K^+\Lambda p$ при энергиях выше порога. С достаточной точностью в /5/ можно положить

$$J_n^a(T) = n^{\frac{3}{2}} \sigma_N^{K\Lambda}(T') \frac{\tilde{\sigma}_3(W_n; m_K, m_\Lambda, m_N)}{\tilde{\sigma}_3(W_1'; m_K, m_\Lambda, m_N)} \quad /6/$$

Здесь T' - произвольная энергия pp -столкновения вблизи порога, при которой имеются данные по $\sigma_N^{K\Lambda}(T')$. Величина W_1' выражается через T' . Мы использовали данные /5/, полученные при $T' = 2,02$ Гэв, в соответствии с которыми

$$\sigma_N^{K\Lambda}/\tilde{\sigma}_3 \approx 750 \text{ мкб.}$$

Расчет сечения процесса с развалом ядра, который показан на рис. 16, проводится аналогично. Поскольку разность масс МКК и ядра ΔE велика, матричный элемент перехода между этими состояниями пропорционален $\Psi_A(0) = \int d^3k_i / (2\pi)^3 \tilde{\Psi}_A(k_i)$. Здесь $\tilde{\Psi}_A(k_i)$ - волновая функция нуклонной компоненты состояния /1/ в импульсном представлении. Если МКК в конечном состоянии распадается на нуклоны, фактор $\Psi_A(0)$ следует исключить из U_{qN} . Тогда выражение для сечения примет вид

$$J_n^b(T) = \frac{1}{5} \frac{|E_n|^2}{|\Psi_A(0)|^2} \tilde{\sigma}_{n+2}(W_n; m_K, m_\Lambda, m_N, \dots, m_N). \quad /7/$$

Сравнив /7/ с /6/, находим, что относительный вклад процесса с развалом ядра

подавлен фактором

$$\frac{J_n^b(T)}{J_n^a(T)} = \left(\frac{W m_N}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \frac{2}{A^{\frac{2}{3}} \Gamma(\frac{3A+3}{2}) |\Psi_A(0)|^2} \quad /8/$$

В случае ядра He^4 , например, этот фактор равен $6 \cdot 10^{-6} (m_N W_4 / \delta)$, где $\delta = 0,58 \text{ фм}^{-2}$ - параметр волновой функции /6/ $\Psi_{He^4}(z_i) = (\delta/\pi)^{3/4} \exp(-\delta \sum_{i=1}^4 z_i^2)$. При энергии 1 Гэв относительная вероятность /8/ развала ядра подавлена на три порядка. Это объясняется малостью энерговыделения $W_4 \approx 0,075$ Гэв. С ростом начальной энергии отношение /8/ быстро растет и при $T = 1,4$ Гэв достигает единицы.

Для ядра с $A = N$ вклад рассмотренного механизма подпорогового рождения на МКК, содержащем $3n$ кварков, конечно, не является единственным. Существуют вклады более легких МКК /если энергия не слишком мала/, вклад нуклонной части волновой функции ядра, обязанный ферми-движению нуклонов, и других возможных механизмов. Поэтому из сравнения выражения /2/ с экспериментальными данными можно получить лишь верхнюю границу на значение β_n^2 .

$$\beta_n^4 < \frac{\sigma_n^{exp}(T)}{J_n^a(T)} \quad /9/$$

К сожалению, для легчайших ядер необходимые данные отсутствуют. Для оценки можно, однако, использовать данные /1,2/ для более тяжелых ядер.

3. Вероятность МКК в тяжелых ядрах

Рассмотрим вероятность того, что в ядре с атомным номером A группа из n нуклонов сблизится на малые относительные расстояния порядка $\gamma^{-1/2}$, где γ - некий параметр. Вероятность этого $P_{A,n}$ можно оценить следующим образом:

$$P_{A,n}(z) = \binom{A}{n} \int \prod_{i=1}^n d^3z_i |\Psi_A(z_1, \dots, z_n)|^2 \exp[\gamma \sum_{i,j}^n (z_i - z_j)^2] \times \delta(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i - \bar{z}) \delta(\sum_{i=1}^n z_i) \quad /10/$$

Здесь \bar{z}_i - координаты нуклонов; $\Psi_A(z_i)$ - волновая функция ядра, которую запишем в гауссовской форме:

$$|\Psi_A(z_i)|^2 = A^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\delta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \exp(-\delta \sum_{i=1}^A z_i^2). \quad /11/$$

Экспоненциальный фактор в /10/ не дает выбранным n нуклонам расходиться на расстояние, гораздо большее, чем $\gamma^{-1/2}$. \bar{z} - координата центра тяжести этой группы нуклонов.

Интегрирование в /10/ приводит к

$$P_{A,n}(z) = \binom{A}{n} \left(1 + \frac{\gamma n}{\delta}\right)^{-\frac{3}{2}(n-1)} \left(\frac{nA\delta}{n(A-n)}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{An}{A-n} \delta z^2\right). \quad /12/$$

В случае легкого ядра с $A=n$ вероятность всем нуклонам сблизиться равна

$$P_n = \left(1 + \frac{\gamma n}{\delta}\right)^{-\frac{3}{2}(n-1)}. \quad /13/$$

При вычислении $P_{A,n}$ мы считали ядерную среду газом независимых нуклонов, пренебрегая влиянием NN -отталкивающего кора. Следует учесть также матричный элемент перехода системы n бесцветных нуклонов в МКК. Естественно, однако, считать, что все эти факторы сказываются независимо от того, входят n нуклонов в состав более тяжелого ядра или нет. Другими словами,

$$\beta_{A,n}^2(z) = \beta_n^2 \frac{P_{A,n}(z)}{P_n}. \quad /14/$$

Здесь $\beta_{A,n}^2(z)$ - вероятность найти МКК из $3n$ кварков в точке с координатой \vec{z} в ядре A .

Заметим, что в /12/ и /13/ слагаемое $\gamma n/\delta \gg 1$, поскольку, согласно /11/, среднеквадратичный радиус ядра $\langle r_A^2 \rangle = 3/2 \delta^{-2}$; $\gamma \approx r_0^{-2}$, где $r_0 \approx 0.5$ фм - радиус нуклонного кора. С учетом этого зависимость от γ в /14/ исчезает,

$$\frac{P_{A,n}(z)}{P_n} \approx \binom{A}{n} \left(\frac{\delta}{\delta_n}\right)^{\frac{3}{2}(n-1)} \rho_n^2(z) \left[\int d^3z' \rho_n^2(z')\right]^{-1}. \quad /15/$$

Здесь $\rho(z)$ - одночастичная плотность нуклонов в ядре. Заметим, что /15/ допускает наглядную геометрическую интерпретацию /сравни с /11/.

4. Подпороговое рождение K^+ на тяжелых ядрах

Сечение рождения K^+ на МКК в тяжелом ядре A связано с сечением $G_n(T)$ рождения K^+ на ядре с $A=n$ выражением

$$G_{A,n}(T) = \frac{G_n(T)}{P_n} \int d^2b \int dz \exp\left[-G_{in}^{NN} \int d^3z' \rho(b, z')\right] P_{A,n}(b, z). \quad /16/$$

Здесь b и z - прицельный параметр и продольная координата МКК в ядре; G_{in}^{NN} - сечение неупругого NN -взаимодействия. Влиянием ферми-движения кластера пока пренебрегаем /см. ниже/.

Из /15/ и /16/ получаем

$$G_{A,n}(T) = \beta_n^4 \mathcal{Y}_n(T) \binom{A}{n} \left(\frac{n}{A}\right)^{n-1} I_{A,n}, \quad /17/$$

где

$$I_{A,n} = \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp\left[-G_{in}^{NN} \int_{-\infty}^z d^3z' \rho(b, z')\right] \rho_n^2(b, z) \left[\int d^3z' \rho_n^2(z')\right]^{-1}; \quad /18/$$

$\mathcal{Y}_n(T)$ определено в /3/.

Если предположить, что сечение рождения K^+ на ядре полностью определяется вкладом МКК с данным n , то из сравнения выражения /17/ с экспериментальным значением сечения можно найти верхнюю границу $(\beta_n^2)^{\max}$ на примесь МКК. Результаты такого сравнения приведены в таблице.

Таблица. Верхние границы на β_n^2 - примесь МКК из $3n$ кварков в ядре с $A=n$

n	2	3	4
$(\beta_n^2)^{\max}$	-	0.076	0.014
$(\beta_n^2)_F^{\max}$	0.06	0.015	0.008

Заметим, что эти ограничения верны лишь для МКК, вырожденных по изоспину и спину^{*/}. Примесь МКК с $I=0(1/2)$ и $S=0(1/2)$ в тяжелых ядрах подавлена комбинаторным фактором по сравнению с величиной /9/.

Из /17/ и /3/ видно, что энергетическая зависимость сечения $G_{A,n}(T)$ полностью определяется фактором W_n^2 . Значения W_n^2 , вычисленные при различных энергиях для $n=3,4$, приведены на рис.2. Видно, что W_n^2 падает с уменьшением T слишком быстро по сравнению с энергетической зависимостью данных /12/. Это не удивительно, поскольку мы не учли ферми-движение и энергию связи МКК, роль которых возрастает при уменьшении начальной энергии.

Пусть МКК в тяжелом ядре образован из n нуклонов, имеющих энергии связи $-E_i$ и ферми-импульсы k_i . Энерговыделение W_n в процессе рождения $K^+ \Lambda$ на таком МКК равно

$$W_n = \sqrt{s'} - (m_K + m_\Lambda + M_n), \quad /19/$$

где $\sqrt{s'}$ - эффективная масса системы K^+, Λ и выбитого ядра-фрагмента из n нуклонов

$$s' = \left(E + M_\Lambda - M_{A'}^* - \frac{k^2}{2M_{A'}^*}\right)^2 - (\vec{p} + \vec{k})^2. \quad /20/$$

^{*/} Автор благодарен Ю.М.Шабельскому за это замечание.

Здесь E и p - полная энергия и импульс налетающего нуклона; \vec{k} - ферми-импульс МКК; $A = A - n$ - атомный номер ядра-спектратора, которое образуется в возбужденном состоянии с массой

$$M_A^* = M_A - nm_N + \sum_{i=1}^n \epsilon_i.$$

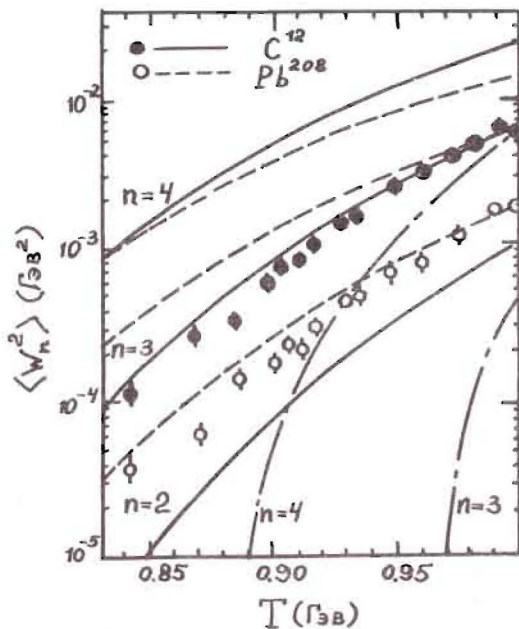


Рис.2. Энергетическая зависимость W_n^2 для разных значений n . Сплошные кривые - для ядра C^{12} , пунктирные - для ядра Pb^{208} . Точки \bullet и \circ - результаты работ /1,2/ для $\sigma_{C^{12}}^K(T)$ и $\sigma_{Pb^{208}}^K(T)$ соответственно, приведенные в произвольной нормировке. Штрихпунктирные кривые показывают зависимость W_n^2 от T без учета ферми-движения в ядре.

Хотя взаимодействие в конечном состоянии может изменить величину M^* , это не должно повлиять на вероятность процесса. Действительно, так как коэффициент натяжения цветной струны ≈ 1 ГэВ/фм, то время образования $K^+\Lambda$ не превышает 1 фм. Это значительно меньше времени $t \approx R_A$, через которое происходит взаимодействие в конечном состоянии.

Учет ферми-движения МКК сводится к замене в выражении /17/ фактора W_n^2 на $\langle W_n^2 \rangle_F$,

где

$$\langle W_n^2 \rangle_F = \binom{A}{n}^{-1} \sum \int d\epsilon d^3k \prod_{i=1}^n \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3} |\Psi_i(k_i)|^2 \times \delta(\epsilon - \sum_{i=1}^n \epsilon_i) \delta(\vec{k} - \sum_{i=1}^n \vec{k}_i) W_n^2(\epsilon, k). \quad /21/$$

Здесь суммирование проводится по различным способам выбора нуклонов, $\Psi_i(k_i)$ - волновые функции соответствующего уровня; величина $W(\epsilon, k)$ вычисляется по формулам /19/ и /20/.

Для вычисления /21/ воспользуемся упрощенной моделью ядра, считая, что нуклоны находятся в потенциальной яме глубиной V_0 . Тогда можно положить $k_i^2 = 2m_N t_i$; где $t_i = V_0 - \epsilon_i$.

Поскольку время жизни МКК порядка 1 фм значительно меньше размера ядра, то не должно быть дополнительных корреляций между импульсами нуклонов, образующих МКК, т.е. $\vec{k} = \sum_{i=1}^n \vec{k}_i$. Распределение суммы случайных величин, как известно, близко к гауссовскому со среднеквадратичным значением $\langle k^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \langle k_i^2 \rangle = 2m_N \sum_{i=1}^n t_i \approx 2m_N t$.

Поэтому перепишем /21/ в виде

$$\langle W_n^2 \rangle_F = N^{-1} \sum \int d\epsilon d^3k W_n^2(\epsilon, k) \delta(\epsilon - \sum_{i=1}^n \epsilon_i) \exp(-\frac{3k^2}{4m_N t}), \quad /22/$$

где N - нормировочный фактор.

Суммирование по состояниям в /22/ заменим интегрированием по энергиям уровней $dt_i \sqrt{t_i}$, что соответствует постоянному распределению нуклонов в фазовом пространстве.

После интегрирования по t_i получаем

$$\langle W_n^2 \rangle_F = \tilde{N}^{-1} \int dt \int d^3k W_n^2(\epsilon, k) t^{\frac{3}{2}n-1} \exp(-\frac{3k^2}{4m_N t}), \quad /23/$$

где

$$\tilde{N} = \left(\frac{n m_N}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{4}{3n+1} [n(V_0 - \epsilon_0)]^{\frac{1}{2}(3n+1)}.$$

Здесь $\epsilon_0 \approx 8$ Мэв - энергия связи верхней оболочки ядра.

Результаты усреднения $\langle W_n^2 \rangle_F$ для ядер C и Pb при различных значениях n и начальных энергиях приведены на рис.2. Сравнение с экспериментальными данными /1,2/, отнормированными для удобства при $T=1$ ГэВ, показывает, что вклады МКК с $n=2, 3, 4$ имеют энергетическую зависимость, близкую к экспериментальной. A -зависимость сечения рождения K^+ при энергии $T=1$ ГэВ показана на рис.3 при значениях $n=2, 3, 4$. При этом вклады МКК с различными n нормировались на экспериментальное значение сечения для ядра Pb путем подбора фактора β_n^2 в выражении /17/. Заметим, что эти значения $\beta_n^2 \approx (\beta_n^2)_{F}^{max}$ являются, как уже

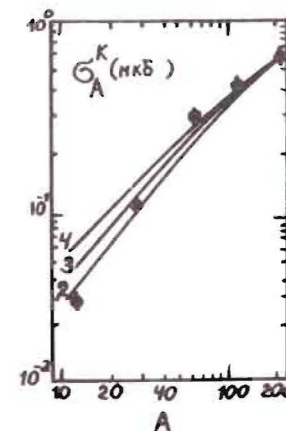


Рис.3. A-зависимость сечения подпорогового рождения K^+ при $T=1$ ГэВ. Точки - данные работы /1/, кривые - вклады МКК с разными значениями, нормированные на σ_{Pb}^K .

отмечалось, верхней оценкой на примесь МКК. Соответствующие значения приведены в таблице. Видно, что учет ферми-движения и энергии связи нуклона заметно повлиял на величину $(\beta_N^2)^{\max}$.

5. Обсуждение

В расчете, изложенном выше, сечение подпорогового рождения на ядре связывается при разумных предположениях с сечением рождения на нуклоне при надпороговой энергии. Это делает результаты расчета весьма надежными.

Показано, что сечение подпорогового рождения чувствительно к небольшим примесям МКК в ядре. Данные ^{1,2/} по подпороговому рождению K^+ -мезонов могут быть описаны вкладом МКК с $n=2,3,4$. К сожалению, интервал энергий $0,84 < T < 1$ /Гэв/ не позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе МКК с каким-либо n . В связи с этим желательно получение данных при меньших энергиях, где роль тяжелых МКК должна возрасти.

Несмотря на хорошее описание экспериментальных данных, полученное в настоящей работе, вопрос о роли МКК в подпороговом рождении остается открытым. Тем не менее, найденные верхние границы на β_N^2 -примесь МКК по порядку величины соответствуют оценкам, полученным из других процессов. Поэтому можно думать, что вклад МКК важен.

Поскольку, как уже говорилось, вероятность образования МКК с $I = 0(1/2)$, $\sigma = 0(1/2)$ в тяжелых ядрах подавлена, желательно получение данных о подпороговом рождении на легчайших ядрах с $A = n$, где, кроме того, нет проблемы учета ферми-движения.

Авторы благодарны Р.Х.Кутуеву, принимавшему участие в расчетах на ЭВМ, а также В.П.Коптеву и Л.И.Липидусу Л.И. за полезные обсуждения.

Литература

1. Абросимов Н.К. и др. Письма ЖЭТФ, 1982, 36, с.211.
2. Abrovimov N.K. et al. PANIC, Book of Abstracts, v.2, p.16, Heidelberg, 1984.
3. Low F. Phys.Rev., 1985, D.12, p.163.
4. Saaher A., Neuberger H., Nussinov S., Phys.Rev., 1979, D.20, p.179.
5. Flaminio V. et al. Compilation of cross-sections III: p and p induced reactions, CERN-Hera 84-01, p.63, 1984.
6. Vaaseel R.H., Wilkin C., Phys.Rev., 1968, 174, p.1179.
7. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.613.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 октября 1985 года.

Копелиович В.З., Нидермайер Ф.

P2-85-664

Подпороговое рождение K^+ -мезонов на многокварковых конфигурациях в ядрах

Рассмотрен процесс образования K^+ -мезонов в pA-соударениях при энергиях, ниже пороговой, для pp-столкновения. С помощью динамики цветных струн удается связать сечение рождения K^+ -мезонов на многокварковом кластере /МКК/ с сечением рождения K^+ -на нуклонной мишени при надпороговой энергии. Из сравнения с экспериментальными данными получены верхние оценки на величины примеси МКК в ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Kopeliovich B.Z., Nidermeier F.

P2-85-664

Subthreshold K^+ -Meson Production on Multiquark Clusters in Nuclei

Subthreshold K^+ -production in pA collisions at the energies below the threshold one for pp-collision is considered. The threshold production cross section on multiquark clusters could be connected by the colour string dynamics with the K^+ -production cross section on a nucleon target at the subthreshold energy. The comparison of the calculating with the existing experimental data for pA collisions gives some upper bounds on impurity of the multiquark clusters in nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985