

P1-2004-37

Х. У. Абраамян, М. А. Кожин, Г. Л. Мелкумов,
М. Н. Хачатурян, А. Г. Худавердян*

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ
В dC - И dCu -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГэВ/ c НА НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Ереванский государственный университет, Ереван

Абраамян Х. У. и др.

P1-2004-37

Инклюзивное образование π^0 -мезонов

в dC - и dCu -взаимодействиях при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон

Измерены сечения инклюзивного образования π^0 -мезонов в реакциях $d+C \rightarrow \pi^0+x$ и $d+Cu \rightarrow \pi^0+x$ при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон для кинематической области $\theta_\pi \leq 16^\circ$, $E_\pi \geq 2$ ГэВ (л. с.). Из отношения сечений генерации π^0 -мезонов на ядрах углерода и меди получена зависимость показателя n в параметризации $Ed^3\sigma/d^3p \sim A^n$ от кумулятивного числа X в интервале $0,6 \leq X \leq 1,8$ и от квадрата поперечного импульса в интервале $0,04 \leq P_t^2 \leq 0,40$ (ГэВ/с)². Получены оценки вероятности образования 6-кварковых конфигураций в ядрах 2d , ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$. На статистике более чем 40000 π^0 -мезонов впервые определено дважды дифференциальное сечение реакции $d+C \rightarrow \pi^0+x$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Abraamyan Kh. U. et al.

P1-2004-37

Inclusive π^0 Production in dC and dCu Interactions
at a Momentum of 4.5 GeV/c per Nucleon

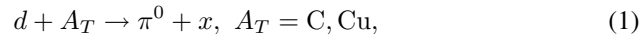
The cross sections for the inclusive production of π^0 mesons in the reactions $d+C \rightarrow \pi^0+x$ and $d+Cu \rightarrow \pi^0+x$ at an incident momentum of 4.5 GeV/c per nucleon are measured for the kinematical region specified by the inequalities $\theta_\pi \leq 16^\circ$ and $E_\pi \geq 2$ GeV (lab. sys.). The cumulative number and transverse momentum dependences of the exponent n in the cross section parametrization $Ed^3\sigma/d^3p \sim A_T^n$ are investigated by comparing the observed cross sections for π^0 production on carbon with copper targets at the intervals $0.6 \leq X \leq 1.8$ and $0.04 \leq P_t^2 \leq 0.40$ (GeV/c)². The probabilities of the formation of six-quark configurations in 2d , ${}^4\text{He}$ and ${}^{12}\text{C}$ nuclei are estimated. The double differential cross section of the reaction $d+C \rightarrow \pi^0+x$ is first measured using statistics of more than 40000 π^0 mesons.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты измерения инклюзивного сечения образования π^0 -мезонов в реакциях



при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон. Эксперимент является продолжением цикла исследований [1–3], проводимых на 90-канальном черенковском γ -спектрометре Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [4]. Цель этих исследований — выяснение механизма образования пионов вблизи и за кинематической границей для нуклон-нуклонных столкновений [5].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на пучке ядер дейтерия с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон ($\Delta p/p = \pm 2\%$) и интенсивностью до 100 тыс. частиц/цикл. Экспериментальная аппаратура позволяла измерять как энергии, так и углы вылета γ -квантов, образующихся в результате распада π^0 -мезонов. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры приведен на рис. 1. Установка включает 90 γ -спектрометров из свинцового стекла, сцинтилляционные счетчики размерами 5×5 см (S_1, S_2, S_3) и 15×15 см, пороговый газовый счетчик, сцинтилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений, годоскопические сцинтилляционные счетчики.

Толщина углеродной мишени по пучку составляла $12,6 \text{ г/см}^2$ (0,3 рад. ед.), толщина медной мишени — $5,4 \text{ г/см}^2$ (0,4 рад. ед.). События типа $n\gamma$, где $n = 2, 3, \dots$, генерируемые в мишени, регистрировались черенковским γ -спектрометром. Детекторы γ -спектрометра работают независимо и собраны в матрицу 7×13 размерами 140×215 см. Характеристики спектрометра приведены в [2, 4].

В эксперименте расстояние от центра мишени до γ -спектрометра по пучку составляло 340 см для углеродной мишени и 520 см для мишени из меди. В указанной геометрии диапазоны углов вылета π^0 -мезонов, регистрируемых установкой, в лабораторной системе (л. с.) координат равны соответственно ± 16 и $\pm 10^\circ$.

Регистрация заряженных частиц производилась с помощью годоскопа сцинтилляционных счетчиков, состоящего из 40 счетчиков размерами $2 \times 10 \times$

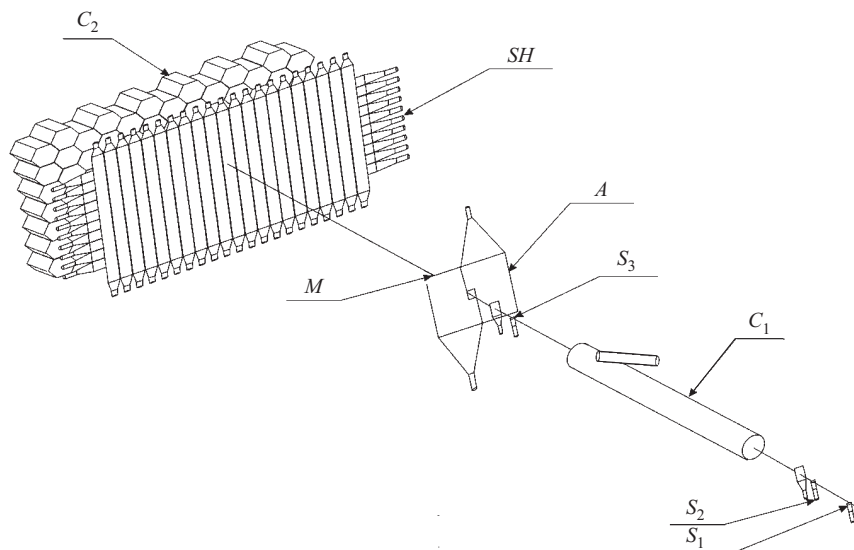


Рис. 1. Схематический чертёж экспериментальной аппаратуры: S_1 , S_2 , S_3 — сцинтилляционные счетчики; C_1 — пороговый газовый счетчик; A — сцинтилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений; M — мишень; SH — годоскопические сцинтилляционные счетчики; C_2 — γ -спектрометры из свинцового стекла

100 см. Сцинтилляционные счетчики располагались перед γ -спектрометром и позволяли регистрировать заряженные частицы с эффективностью около 99%. Детекторы γ -спектрометра разделены на 14 групп по 6 или 7 модулей в каждой группе. Сигналы в группе линейно суммируются и поступают на входы дискриминаторов. Пороги дискриминаторов в эксперименте были установлены на уровне 1,0 ГэВ. Запуск установки производился при совпадении сигналов пучковых сцинтилляционных счетчиков, гало-счетчиков (в антисовпадении), двух и более групп детекторов γ -спектрометра при условии, что суммарное энерговыделение в этих группах превышает 2 ГэВ. Средняя скорость набора ~ 10 событий в цикле при длине события 132 16-разрядных слова. В течение эксперимента через углеродную и медную мишени было пропущено соответственно $1,51 \cdot 10^9$ и $2,48 \cdot 10^9$ ядер дейтерия. На магнитные ленты записано 200 тыс. триггеров для углеродной мишени и 160 тыс. для мишени из меди.

2. ОТБОР СОБЫТИЙ

π^0 -мезоны регистрировались по распадам на два γ -кванта и отбирались из пика в распределении по инвариантной массе (см. рис. 2). В электромагнитном калориметре фотоны распознавались как кластеры (область смежных модулей в γ -спектрометре с сигналом, превышающим порог регистрации). Энергия фотона вычислялась по энерговыделению в модулях кластера с учетом потерь, зависящих от места попадания γ -кванта. В предположении, что фотоны генерируются в мишени, направление вылета γ -кванта определялось в зависимости от геометрии кластера с учетом энерговыделения в модулях.

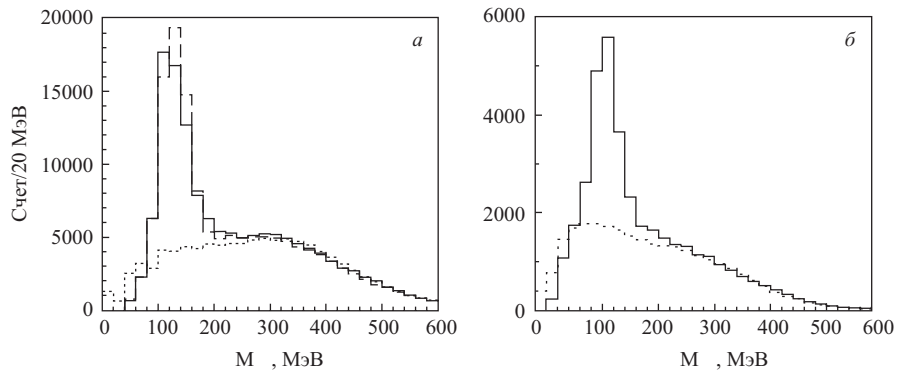


Рис. 2. Распределения по эффективной массе попарно скомбинированных γ -квантов в реакциях $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ (а) и $d + Cu \rightarrow \pi^0 + x$ (б) (сплошные гистограммы). Точечные гистограммы — фоновые распределения, полученные путем случайного отбора γ -квантов из разных событий. Штриховая гистограмма на а получена моделированием по методу Монте-Карло с учетом реальных условий работы экспериментальной аппаратуры и критериев обработки

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической и энергетической реконструкции событий [6]. На ленту суммарных результатов (DST) было записано 140 тыс. событий, удовлетворяющих следующим критериям:

- 1) $N_\gamma \geq 2$,
- 2) $E_\gamma \geq 500$ МэВ,
- 3) $k_{\gamma\perp} \geq 120$ МэВ,

где N_γ — число γ -квантов в событии, E_γ и $k_{\gamma\perp}$ — энергия и поперечный импульс γ -кванта.

3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ π^0 -МЕЗОНОВ

Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов с энергией $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \geq 2$ ГэВ представлено на рис. 2. Точечными гистограммами на рис. 2 представлены распределения по эффективной массе комбинаций из двух γ -квантов, отобранных случайно из разных событий.

Моделирование реакций $d+C \rightarrow \pi^0+x$ и $d+Cu \rightarrow \pi^0+x$ производилось на основе данных по множественному рождению π^0 -мезонов, полученных в экспериментах на двухметровой пропановой камере ЛВЭ [7]. Для моделированных событий проверялось попадание γ -квантов в установку, разыгрывалось энерговыделение в модулях γ -спектрометра и требовалось выполнение условий триггера. События записывались на DST для последующей обработки с помощью программ геометрической и энергетической реконструкции событий. Величины инклюзивных сечений образования нейтральных пионов вычислялись для углов $\theta_\pi \leq 16^\circ$ и энергий $E_\pi \geq 2$ ГэВ (л. с.).

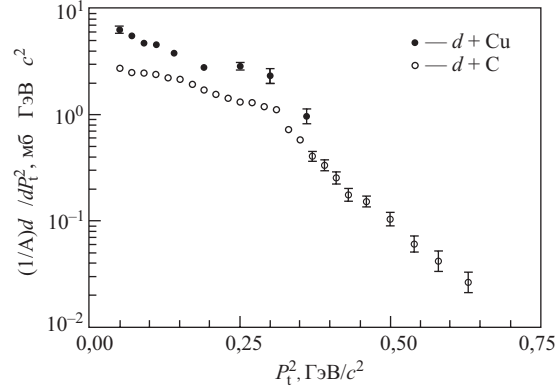


Рис. 3. Дифференциальные сечения образования π^0 -мезонов в реакциях $d+C \rightarrow \pi^0+x$ и $d+Cu \rightarrow \pi^0+x$ для области $\theta_\pi \leq 16^\circ$, $E_\pi \geq 2$ ГэВ в зависимости от квадрата поперечного импульса (л. с.)

На рис. 3 представлены экспериментальные распределения π^0 -мезонов в реакциях $d+C \rightarrow \pi^0+x$ и $d+Cu \rightarrow \pi^0+x$ в зависимости от P_t^2 , интегрированные в указанной выше области углов и энергий.

На рис. 4 представлены зависимости инвариантных инклюзивных сечений образования π^0 -мезонов в dC - и dCu -взаимодействиях от кумулятивного числа X . Переменная X определяется из законов сохранения энергии-импульса для реакции $XN_i + N_t \rightarrow (X+1)N_f + \pi^0$:

$$X = [M_N E_{\pi^0} - M_{\pi^0}^2/2]/[E_N M_N - E_N E_{\pi^0} - M_N^2 + P_N P_{\pi^0} \cos \theta_{\pi^0}],$$

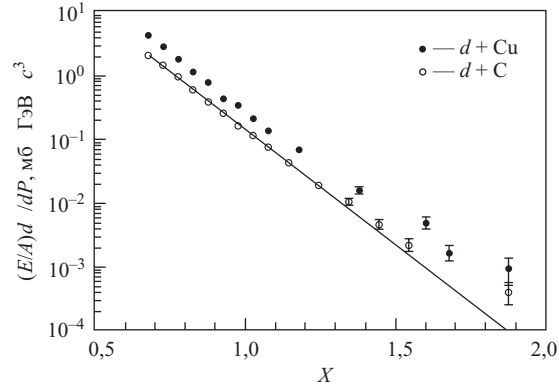


Рис. 4. Инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в реакциях $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ и $d + Cu \rightarrow \pi^0 + x$ в зависимости от кумулятивного числа X

где M_N , M_{π^0} , E_N , E_{π^0} , P_N , P_{π^0} — соответственно массы, энергии и импульсы нуклона и π^0 -мезона; θ_{π^0} — угол вылета π^0 -мезона в л. с.; $P_N = 4,5$ ГэВ/с.

Приведенные на рис. 3 и 4 ошибки являются статистическими.

4. ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК

Систематические ошибки могут быть обусловлены неконтролируемым разбросом мониторингового счета, приходящегося на одно регистрируемое событие, и ошибками при оценке комбинаторного фона.

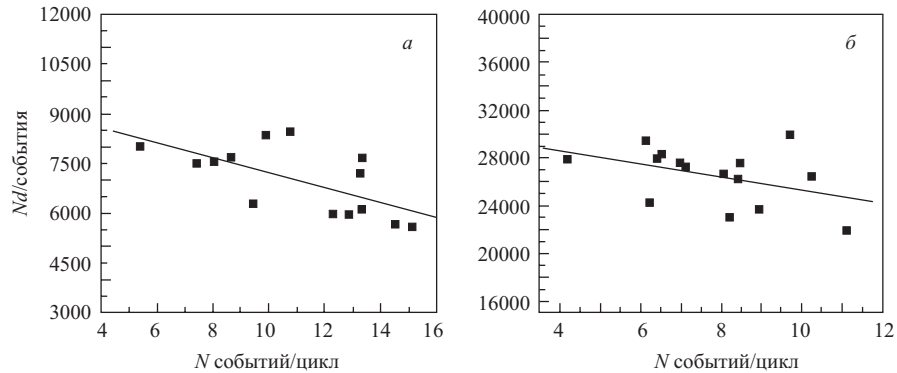


Рис. 5. Мониторный счет на одно регистрируемое событие в зависимости от числа событий в цикле ускорения: a — для реакции $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ и b — $d + Cu \rightarrow \pi^0 + x$

Величины мониторингового счета, приходящиеся на одно событие, измеренные в разные промежутки времени в течение эксперимента, в зависимости от загрузки установки (от числа регистрируемых событий в одном цикле ускорения) показаны на рис. 5 а, б (для реакций dC и dCu соответственно). Величины разброса мониторингового счета относительно средних значений, полученных в течение каждого эксперимента, показаны на рис. 6.

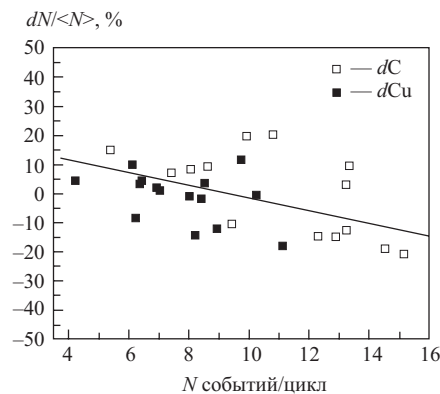


Рис. 6. Отклонения мониторингового счета, приходящегося на одно регистрируемое событие, от среднего значения, полученного в течение каждого эксперимента

Как видно из рис. 5 и 6, максимальное отклонение от среднего значения, так же как и изменение числа мониторингового счета с изменением загрузки, не превышает 20 %.

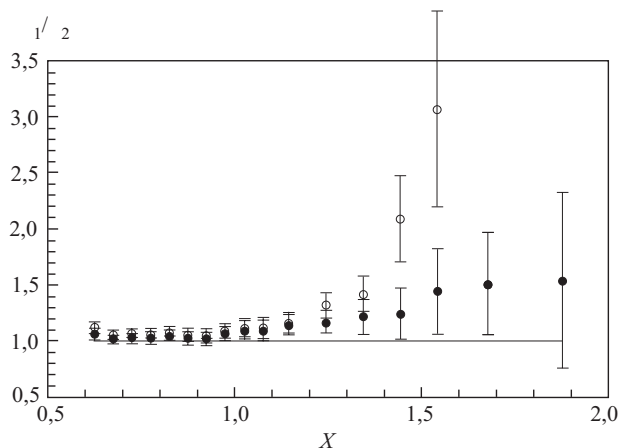


Рис. 7. Отношения сечений, полученных при разных способах оценки фона

На рис. 7 представлено отношение сечений, полученных разными способами: при оценке комбинаторного фона путем случайного отбора γ -квантов из разных событий (так называемым перемешиванием) и с использованием результатов моделирования методом Монте-Карло. Оценка фона путем перемешивания проводилась двумя способами отбора: без каких-либо ограничений (светлые кружочки) и при отборе событий по следующим критериям:

- суммарная энергия в событии $E \leq 5,5$ ГэВ (около 99 % всех событий);
- сумма энергий случайно отобранных γ -квантов $E_1 + E_2 \leq 5,5$ ГэВ;
- расстояние между случайно отобранными γ -квантами на поверхности спектрометра $L \leq 17$ см (расстояния, отсутствующие в одном событии).

Как видно из рис. 7, после более адекватного отбора γ -квантов из разных событий расхождение между двумя результатами существенно сокращается и не превышает 20 % в области $0,6 \leq X \leq 1,5$.

5. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Параметризация экспериментальных данных для инвариантного сечения в зависимости от X производилась с помощью экспоненциальной функции

$$(E/A_p)d^3\sigma/d^3p = A_1 \exp(-B_1 X), \quad (2)$$

где $A_p = 2$ — относительная атомная масса ядра-снаряда.

Для параметров A_1 (мб \cdot ГэВ $^{-2} \cdot$ с 3) и B_1 найдены следующие значения:

$$\begin{aligned} A_1 = 604 \pm 32, \quad B_1 = 8,34 \pm 0,06 & \text{ — для реакции } d + C \rightarrow \pi^0 + x; \\ A_1 = 1025 \pm 117, \quad B_1 = 8,21 \pm 0,12 & \text{ — для реакции } d + Cu \rightarrow \pi^0 + x. \end{aligned}$$

Отношение инвариантных сечений образования π^0 -мезонов на ядрах-мишенях C и Cu представлено в виде $\sigma_{Cu}/\sigma_C = (A_{Cu}/A_C)^n = (63,5/12)^n$. Значения параметра n в зависимости от переменных X и P_t^2 приведены на рис. 8. Как видно из рисунка, в области $X > 0,6$ инвариантное сечение образования π^0 -мезонов в дейтрон-ядерных взаимодействиях слабо зависит от массы ядра-мишени. Среднее значение n равно $0,39 \pm 0,02$. Полученные данные свидетельствуют о том, что в процессах (1) при $X > 0,6$ участвует периферическая область ядра-мишени.

Зависимость инвариантного сечения от массы ядра-мишени мало меняется с изменением X (см. рис. 8, а), что согласуется с результатом, полученным в [2].

Такое поведение параметра n , по-видимому, связано с тем, что в рождении мезонов доминирует механизм кварковой рекомбинации [8], обсужденный в [2].

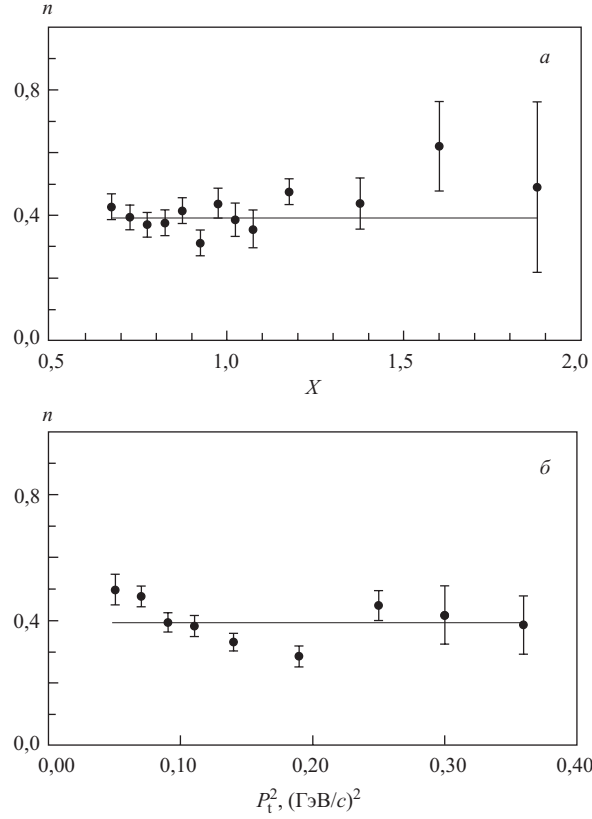


Рис. 8. Зависимость степени n в параметризации $Ed^3\sigma/d^3p \sim A_T^n$: a — от переменной X и b — от квадрата поперечного импульса π^0 -мезонов для реакций $d + A_T \rightarrow \pi^0 + x$, где $A_T = \text{C, Cu}$

Обозначая через p_i , $i = 6, 9, \dots$, вероятности образования в ядре i -кварковых конфигураций для области $X \sim 1$, где вклад девяти и более кварковых конфигураций незначителен [9], инвариантное сечение реакций (1) с точностью до постоянного множителя можно представить в виде

$$Ed^3\sigma/d^3p \sim A \left\{ 1 - \sum_{i=6, 9, \dots} p_i \right\} n_{q/3}(X) + p_6 [(A - 2)n_{q/3}(X) + n_{q/6}(X/2)], \quad (3)$$

где

$$X n_{q/i}(X) = [B(\eta_i^{(2)}, \eta_i^{(1)} + 1)]^{-1} (1 - X)^{\eta_i^{(1)}} X^{\eta_i^{(2)}}$$

— распределения кварков в i -кварковой конфигурации, определенные из правил кваркового счета при $\eta_i^{(1)} = 2(i - 1) - 1$, $\eta_6^{(2)} = 0, 5$, $\eta_3^{(2)} \approx 0, 65$ [10], $B(\dots, \dots)$ — эйлерова β -функция.

В предположении, что вероятность p_3 отсутствия корреляций нуклонов в ядре равна

$$p_3 = 1 - \sum_{i=6, 9, \dots} p_i \approx 1 - p_6,$$

на основании формулы (3) и данных, полученных в настоящей работе (см. рис. 4) и в [2, 3] для области $0,95 \leq X \leq 1,1$, для вероятностей образования 6-кварковых конфигураций в ядрах дейтерия, гелия и углерода получены следующие оценки:

$$p_6(^2d) \approx 2\%; \quad p_6(^4\text{He}) = 5 \div 10\%; \quad p_6(^{12}\text{C}) = 20 \div 40\%. \quad (4)$$

Нижние границы p_6 для ядер гелия и углерода в (4) получены без учета эффекта экранирования нуклонов и 6-кварковых конфигураций в ядре: в формуле (3) принято $\sigma \sim A_{\text{ф}}^\alpha$, где $\alpha = 1$, $A_{\text{ф}}$ — число фрагментирующих центров-нуклонов и 6-кварковых конфигураций. При минимально возможном $\alpha = 2/3$ указанные значения p_6 увеличиваются примерно в два раза.

6. ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ

На статистике ~ 45000 π^0 -мезонов определено дважды дифференциальное сечение реакции $d + \text{C} \rightarrow \pi^0 + x$ в зависимости от угла вылета и энергии π^0 -мезонов:

$$(E/A) (d^3\sigma/d^3p) = (E/2) \Delta\sigma/(p^2 \Delta p \Delta\Omega) \approx \Delta\sigma/(2E \sin\theta \Delta\theta \Delta E 2\pi). \quad (5)$$

Результаты, выраженные в единицах мб/ГэВ², приведены в таблице и на рис. 9.

Полученные данные позволяют проверить так называемый кластерный механизм образования пионов. Если предположить существование промежуточного объекта (например, кластеров, предложенных в [11,12]), то инвариантное сечение образования π^0 -мезонов

$$Ed^3\sigma/d^3p \sim \exp(-E^*/T_0), \quad (6)$$

где E^* — энергия π^0 -мезона в системе покоя кластера, $T_0 \sim m_\pi$ — универсальная адронная температура. В лабораторной системе

$$Ed^3\sigma/d^3p \sim \exp(-E/T), \quad T = T_0(1 - \beta^2)^{1/2}/(1 - \beta \cos\theta), \quad (7)$$

где β — скорость движения кластера.

Значения β , полученные из (7) при $T_0 = 160$ МэВ (как принято в [11]) для различных углов вылета π^0 -мезонов, представлены на рис. 10. Как

Дважды дифференциальное сечение реакции $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ в зависимости от угла вылета θ и энергии E π^0 -мезонов

$E, \text{ГэВ}$	θ^0									
	2 ÷ 4	4 ÷ 6	6 ÷ 8	8 ÷ 10	10 ÷ 12	12 ÷ 14	14 ÷ 16			
2,0 ÷ 2,2	10,4 ± 1,2	4,97 ± 0,33	3,81 ± 0,15	3,23 ± 0,12	2,39 ± 0,09	1,57 ± 0,08	1,08 ± 0,11			
2,2 ÷ 2,4	7,0 ± 0,9	3,04 ± 0,21	2,59 ± 0,09	1,96 ± 0,07	1,453 ± 0,055	0,876 ± 0,044	0,486 ± 0,048			
2,4 ÷ 2,6	4,2 ± 0,6	1,79 ± 0,12	1,54 ± 0,05	1,04 ± 0,04	0,735 ± 0,032	0,465 ± 0,028	0,232 ± 0,025			
2,6 ÷ 2,8	1,68 ± 0,27	1,08 ± 0,08	0,850 ± 0,034	0,525 ± 0,024	0,365 ± 0,019	0,162 ± 0,012	0,103 ± 0,015			
2,8 ÷ 3,0	1,10 ± 0,24	0,649 ± 0,052	0,457 ± 0,021	0,278 ± 0,016	0,186 ± 0,012	0,076 ± 0,007	0,040 ± 0,008			
3,0 ÷ 3,2	0,75 ± 0,21	0,325 ± 0,029	0,256 ± 0,014	0,147 ± 0,010	0,099 ± 0,009	0,0414 ± 0,0056	0,0144 ± 0,0035			
3,2 ÷ 3,4	0,56 ± 0,19	0,202 ± 0,020	0,144 ± 0,010	0,075 ± 0,006	0,0428 ± 0,0047	0,0191 ± 0,0034	0,0078 ± 0,0029			
3,4 ÷ 3,6	0,34 ± 0,14	0,099 ± 0,012	0,079 ± 0,006	0,042 ± 0,004	0,0193 ± 0,0028	0,0065 ± 0,0014	0,0014 ± 0,0008			
3,6 ÷ 3,8	0,29 ± 0,18	0,052 ± 0,008	0,042 ± 0,004	0,0191 ± 0,0026	0,0110 ± 0,0022	0,0033 ± 0,0010	0,00073 ± 0,0005			
3,8 ÷ 4,0	0,082 ± 0,052	0,034 ± 0,006	0,0208 ± 0,0028	0,0124 ± 0,0021	0,0056 ± 0,0015	0,0033 ± 0,0021	—			
4,0 ÷ 4,2	0,061 ± 0,042	0,0164 ± 0,0041	0,0135 ± 0,0024	0,0064 ± 0,0016	—	—	—			
4,2 ÷ 4,4	—	0,0094 ± 0,0029	0,0063 ± 0,0015	0,0039 ± 0,0014	—	—	—			

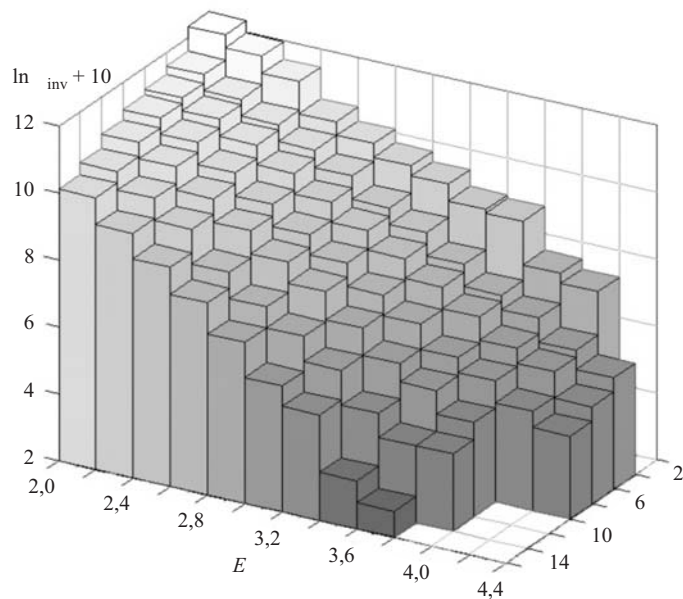


Рис. 9. Инвариантное сечение $\sigma_{inv} = (E/2)d^3\sigma/d^3p$ (мб·ГэВ⁻²) реакции $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ в зависимости от угла вылета θ и энергии E π^0 -мезонов (л. с.)

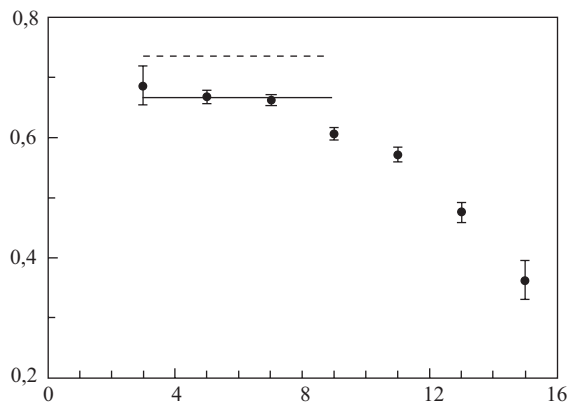


Рис. 10. Зависимость параметра β в (7) при $T_0 = 160$ МэВ от угла вылета π^0 -мезонов. Штриховой линией представлено среднее значение β в области $\theta \leq 8^\circ$ при $T_0 = 140$ МэВ

видно, характер зависимости $\beta(\theta)$ в области углов $\theta < 8^\circ$ не противоречит предположению о существовании промежуточного кластера, но возможные

скорости кластера получаются малы: $\beta < 0,85$ (при $T_0 > 110$ МэВ). Для объяснения таких скоростей необходимо предположить, что в реакции участвует более двух нуклонов ядра-мишени, что не согласуется с наблюдаемой A -зависимостью для мишени (см. рис. 8).

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Архипову, С.Г. Резникову, С.Н. Пляшкевичу, В.И. Прохорову и А.И. Широкову за помощь в измерениях, а также Е.Б. Плеханову и С.С. Шиманскому за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абраамян Х.У. и др.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 271.
2. *Abraamyan Kh. U. et al.* // Phys. Lett. 1994. V. 23B. P. 1.
3. *Абраамян Х.У. и др.* // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 2014.
4. *Astvatsaturov R. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 163. P. 343.
5. *Baldin A. M.* // Part. and Nucl. 1977. V.8. P.429; *Балдин А.М.* Препринт ОИЯИ Р7-5808. Дубна, 1971.
6. *Говорун Н.Н. и др.* // Тр. совещ. по програм. и мат. методам решения физ. задач. Дубна, 1973. С. 453.
7. *Agakishiev G. N. et al.* JINR, E1-84-321. Dubna, 1984; *Гулканян Г.Р. и др.* // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 826.
8. *Berlad G., Dar A.* // Phys. Lett. 1981. V. B102. P. 385.
9. *Лукьянов В.К., Титов А.И.* // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 815.
10. *Pirner H. J., Vary J. P.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1376.
11. *Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П.* // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 788.
12. *Розенталь И.Л., Тарасов Ю.А.* // УФН. 1993. Т. 163. С. 29.

Получено 29 марта 2004 г.

Редактор *О. Г. Андреева*
Макет *Е. В. Сабеевой*

Подписано в печать 20.05.2004.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,88. Уч.-изд. л. 1,07. Тираж 365 экз. Заказ № 54438.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/