

P1-2013-36

С. В. Афанасьев, Л. С. Золин, А. Ю. Исупов*, В. П. Ладыгин,
А. Г. Литвиненко, С. Г. Резников, А. Н. Хренов

**ФРАГМЕНТАЦИЯ ДЕЙТРОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 7–9 ГэВ/с В КУМУЛЯТИВНЫЕ КАОНЫ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

* E-mail: isupov@moonhe.jinr.ru

Афанасьев С. В. и др.

P1-2013-36

Фрагментация дейтронов с импульсом 7–9 ГэВ/с в кумулятивные каоны

Представлены экспериментальные результаты по выходу каонов в реакции $d + \text{Be} \rightarrow K^\pm(0^\circ) + X$ в области значений кумулятивной переменной x_c от 0,88 до 1,37. Значения $x_c \geq 1$ соответствуют малым межнуклонным расстояниям (область кора дейтрона), при которых волновые функции нуклонов начинают перекрываться, образуя кластер (флуктон) с плотностью адронной материи выше средней по ядру. Поведение отношения выходов K^+ - и K^- -мезонов в этой области может быть интерпретировано в рамках гипотезы об усилении жесткости кваркового моря в ядрах вследствие наличия в ядерной среде флуктонной компоненты.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Afanasiev S. V. et al.

P1-2013-36

Fragmentation of 7–9 GeV/c Deuterons into Cumulative Kaons

There are presented data of kaon production in the reaction $d + \text{Be} \rightarrow K^\pm(0^\circ) + X$ in the x_c cumulative variable region from 0.88 to 1.37. The $x_c \geq 1$ values correspond to internucleon distances (the deuteron core region), where the nucleon wave functions begin to overlap forming the hadron cluster (flucton) with density above the average one of nuclear matter. The behaviour of K^+ and K^- yields ratio in this x_c region can be interpreted within the framework of hypothesis of the hard quark sea increasing in nuclei due to flucton component presence in the nuclear matter.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

ВВЕДЕНИЕ

Одной из особенностей ядерной материи является наличие в ней плотных нуклонных кластеров, возникающих в результате флуктуационных процессов в ядрах. Указание на их наличие было получено в первых экспериментах на синхроциклотроне ОИЯИ в 1957 г. [1]. Объяснение неоднородностей в распределении плотности адронной материи в ядрах было предложено Д. И. Блохинцевым в модели флуктонов [2]. В дальнейшем разрабатывались флуктонные модели с привлечением степеней свободы двух уровней: нуклон-мезонных и кварк-глюонных. В первом случае нуклонные корреляции рассматривались как результат перекрытия волновых функций нуклонов при их сближении на малые расстояния с сохранением идентичности нуклонов при высоком относительном импульсе (модели малонуклонных корреляций типа «short range correlation» [3]). При таком подходе рождение высокоимпульсных вторичных частиц при взаимодействии налетающей частицы с ядром можно было интерпретировать как результат столкновения с нуклоном ядра, импульс которого в системе покоя ядра намного превышает ферми-импульс (0,2–0,3 ГэВ/с), соответствующий глубине потенциальной ямы. Подобный подход дает основание при вычислении сечений рождения вторичных частиц использовать импульсное приближение (ИП) с выходом за пределы кинематики на свободных нуклонах. В волновых функциях ядер, построенных на стандартных NN -потенциалах, допускалось наличие высокоимпульсной нуклонной компоненты, ограниченной сверху суммарным импульсом ядра. Во втором подходе флуктон рассматривается как мультикварковая конфигурация с числом кварков $3q \cdot n$, где n — число нуклонов, сблизившихся на расстояние, меньшее эффективного размера нуклона (0,6–0,7 фм) [4, 5]. Импульс кварка в составе конфигурации ограничен сверху суммарным импульсом n нуклонов; в единицах переменной Бьеркена X_B импульс кварка x находится в пределах $0 \leq x \leq n$.

Необходимость перехода к кварковым степеням свободы при фрагментации релятивистских ядер (релятивистское ядро ассоциируется с партонным

газом) была отмечена А. М. Балдиным [6] при формулировании гипотезы кумулятивного эффекта (1971 г.). Экспериментальным основанием послужили результаты опыта на синхрофазотроне ОИЯИ по фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с в пионы с импульсом, превосходящим импульс на один нуклон дейтрона [7]. Спустя десять лет после начала исследования кумулятивных процессов в Дубне [8] и затем на пучках релятивистских ядер в Беркли [9, 10] интерес к кварковой структуре ядер получил новый импульс после открытия EMC-эффекта [11].

Отличие импульсного распределения кварков в ядрах от распределения в свободных нуклонах было подтверждено в опытах по глубоконеупругому рассеянию мюонов на ядрах. Тем самым было показано, что структурные функции ядер не могут быть сведены к суперпозиции структурных функций свободных нуклонов. В соответствии с гипотезой кумулятивного эффекта высокоимпульсные мезоны как продукты фрагментации ядер образуются в результате адронизации кварков-спектаторов при развале флукона (мультикварка), инициированного частицей-пробником. При этом импульс спектаторного кварка может выходить далеко за бьеркеновский предел $x = 1$ для фрагментации нуклона. Наличие в ядрах кварков с $x > 1$ было подтверждено в μC -рассеянии [12], отмечалось подобие структурной функции $F(x)$ и спектра кумулятивных мезонов в этой области x .

Общность физической основы EMC-эффекта и кумулятивных процессов при рождении адронов на ядрах (наличие в ядрах кварков с импульсами $x > 1$) дает возможность совместно использовать данные по глубоконеупругому рассеянию и кумулятивному рождению для отбора теоретических подходов, успешно объясняющих оба процесса. Сравнительный анализ приводит к следующим выводам [13]:

- i) причиной EMC-эффекта является перекачка импульсов валентных кварков в коллективное море кварк-антикварковых пар;
- ii) коллективное море жесткое и концентрируется в мультикварковых конфигурациях в ядрах, что подтверждается отношением выходов кумулятивных K^+ - и K^- -мезонов.

В пользу утверждения ii) говорит также отношение выходов протонов и антипротонов p/\bar{p} в кумулятивной области, однако статистически обеспеченные данные [14] получены при большом угле выхода 119° (спектаторный эффект может быть подвержен искажениям от перерассеяния внутри ядра) и демонстрируют сильную A -зависимость, которая наблюдается и для спектров кумулятивных каонов [15–17] (см. рис. 1, *a*). Расчеты, выполненные по модели внутриядерного каскада [18], показывают, что отношения выходов кумулятивных мезонов разного знака могут быть значительно искажены вторичными взаимодействиями в ядрах (для отношения R_{\pm} выходов K^+ и K^- на тяжелых ядрах (рис. 1, *b*) на фактор 2–2,5). Эти обстоятельства делают весьма актуальным получение данных по спектрам кумулятивных каонов и

антипротонов на дейтерии при небольших углах выхода. Получение точных данных в широком диапазоне импульсов в кумулятивном режиме важно также для уточнения поведения отношения выходов R_{\pm} с увеличением степени перекрытия волновых функций нуклонов.

В выполненных ранее измерениях отношение выходов K^+ и K^- демонстрирует в пределах ошибок измерения ($\sim 20\%$) постоянство с ростом кумулятивной переменной (рис. 2), которое не имеет пока объяснения. Измерения были проведены на протонных пучках (9–60 ГэВ) при фрагментации ядер в интервале A от 9 (Be) до 207 (Pb) при различных углах выхода каонов ($119\text{--}168^\circ$) [15–17]. Интерпретировать связь наблюдаемой зависимости $R_{\pm}(x)$ для ядер в указанном диапазоне A с x -распределением кваркового моря во флуктонах затруднительно по следующим причинам: а) наблюдаемое отношение R_{\pm} искажено вторичными взаимодействиями каонов в ядрах (элементарные сечения K^+N и K^-N различны); б) в наблюдаемые спектры кумулятивных каонов при $A \geq 3$ дают вклад каоны от фрагментации нуклонных кластеров с различным числом нуклонов n и различным значением изотопического спина (x -распределение моря в nN -корреляциях

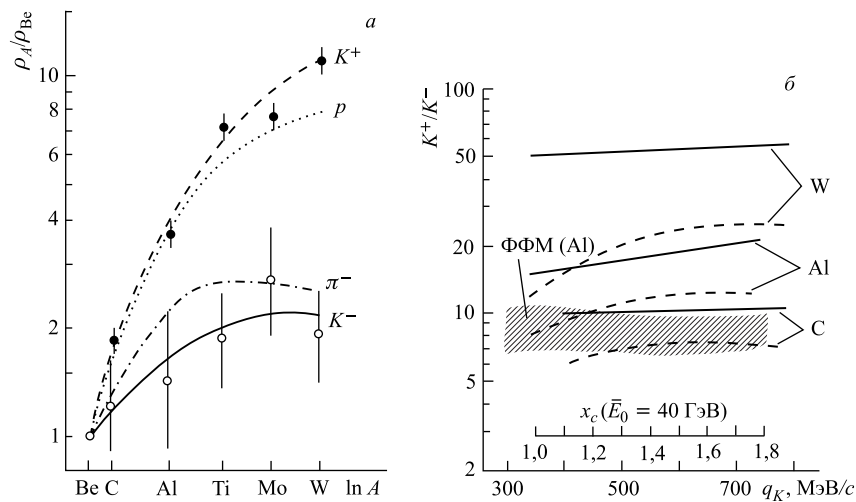


Рис. 1. а) Отношение ρ_A/ρ_{Be} инвариантных сечений ($\rho_A = \frac{E}{A} \frac{d^3\sigma}{dp^3}$) при фиксированном значении кумулятивного числа ($x_c = 1,6$) в инклюзивной реакции $pA \rightarrow h_c X$ с выходом кумулятивных пионов, каонов и протонов под углом 159° [17]. б) Отношение выходов кумулятивных каонов R_{\pm} в реакции $pA \rightarrow K(159^\circ)X$ при энергии протонов 40 ГэВ. Сплошные кривые — результаты линейной аппроксимации измеренной импульсной зависимости для ядер C, Al, W. Штриховые линии — отношение R_{\pm} с учетом взаимодействий в конечном состоянии [18]. Заштрихованная полоса — предсказание модели фрагментации флуктонов (ФФМ) для ядра Al [19]

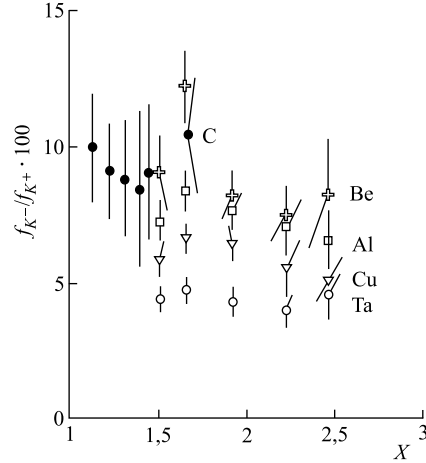


Рис. 2. Отношение инвариантных сечений для K^- - и K^+ -мезонов в интервале кумулятивной переменной 1,1-2,5 при углах выхода каонов 119° ($pA \rightarrow K^\pm X$, $E_p = 10$ ГэВ, $A = \text{Be, Al, Cu, Ta}$ [16]) и 159° ($pC \rightarrow K^\pm X$, $E_p = 40$ ГэВ [17])

может зависеть от n). При пренебрежении этими факторами постоянство $R_\pm(x)$ можно было бы интерпретировать как указание на пропорциональное усиление вклада морских пар $s\bar{s}$ и $u\bar{u}$ в коллективное море (в формировании $K^+(\bar{s}u)$ дает вклад морская $s\bar{s}$ -пара, в формировании $K^-(s\bar{u})$ дополнительно участвует $u\bar{u}$ -пара). Указанные неопределенности в значительной мере устраняются при исследовании $R_\pm(x)$ -поведения в реакции фрагментации дейтронов $d \rightarrow K^\pm$. В этом случае исследуется кварковая структура pn -флуктона с изотопическим спином $I = 0$. Как показывают данные по исследованию изотопического состава нуклонных корреляций в ядрах, полученные в Лаборатории им. Т. Джефферсона (JLab) в реакциях $A(e, e')$, $A(e, e'p)$ при $X_B > 1$ [20], около 90% нуклонных кластеров составляют pn -флуктоны с нулевым изоспином, которым принадлежит доминирующая роль в формировании флуктонной фазы в холодной ядерной материи.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Новые данные по выходу каонов в реакции $d + \text{Be} \rightarrow K^\pm(0^\circ) + X$ были получены на фокусирующем спектрометре на канале 4В в системе медленного вывода из ускорителя Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (рис. 3). Дейтроны с импульсом до 9 ГэВ/с направлялись на бериллиевую мишень Т, рас-

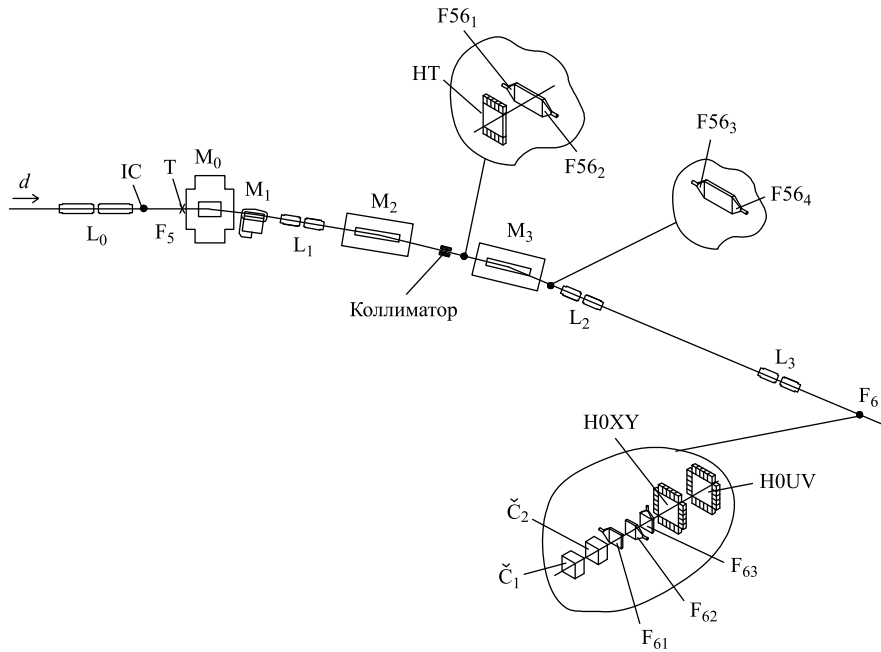


Рис. 3. Схема фокусирующего спектрометра на канале 4В: Т — мишень в фокусе F_5 канала медленного вывода; M_i и L_i — магниты и квадрупольные линзы; IC — ионизационная камера; F_{61} – F_{63} — триггерные сцинтилляционные счетчики; F_{561} – F_{564} — сцинтилляционные счетчики в промежуточном фокусе за коллиматором и за диполем M_3 ; HT — сцинтилляционный годоскоп для времяпролетных измерений; \check{C}_1 и \check{C}_2 — пороговые черенковские счетчики; HOXY и HOUV — годоскопы профиля пучка в фокусе F_6 . Длина спектрометрического тракта $L_{F_5-F_6} = 27$ м

положенную в фокусе F_5 канала медленного вывода. Для вторичных частиц с заданным импульсом конечным фокусом спектрометра с импульсным акцептансом $\Delta p/p \approx 2\%$ был F_6 . Полный акцептанс $\Delta\Omega\Delta p/p$ при фиксированной импульсной настройке канала рассчитывался с учетом процессов ядерного взаимодействия, распада нестабильных частиц и многократного рассеяния в мишени и в веществе канала на основе программного пакета BELIM [21].

При анализе спектров кумулятивных частиц традиционно используется переменная — кумулятивное число x_c , определение которой на основе условия сохранения 4-импульса на входе и выходе инклюзивной реакции $a + b \rightarrow c + X$ и с учетом ассоциативного рождения частиц (сохранение квантовых чисел) было предложено А.М.Балдиным и В.С.Ставинским (см., например, [15]). В случае реакции $d + N \rightarrow K + X$ кумулятивная переменная x_c

может быть представлена следующим образом:

$$x_c = \frac{2(p_N p_K) - m_K^2 + m_2^2 + 2m_N m_2}{(p_d p_N) - (p_d p_K) - 2m_N^2 - 2m_N m_2} = \frac{2E_K m_N - m_K^2 + m_2^2 + 2m_N m_2}{E_d m_N - E_d E_K + P_d P_K - 2m_N^2 - 2m_N m_2},$$

где p_i — 4-импульс частицы i ; m_i , E_i , P_i — ее масса, полная энергия и 3-импульс (в лаб. системе); m_2 — массовая добавка, связанная с ассоциативно рождаемой частицей: $m_2 = m_K$ для K^- -мезона и $m_2 = m_\Lambda - m_N$ для K^+ -мезона. При использовании лептонных пробников массой $m_l \ll m_N$ переменная трансформируется в переменную Бьеркена. При достаточно высоких энергиях (режим предельной фрагментации [22]), когда массами m_a , m_b , m_c можно пренебречь, переменная x_c сближается с переменной Фейнмана и с переменной светового конуса [23, 24]:

$$x_c \simeq x_F = \frac{2P_{c.m.}}{\sqrt{s}}, \quad x_c \simeq \frac{E_c - P_c \cos \theta}{m_N}.$$

Здесь E_c , P_c , θ — энергия, импульс и полярный угол вылета фрагмента в лаб. системе. x_c не может превышать отношения массы фрагментирующей системы к массе нуклона.

Ввиду различия ассоциативной массовой добавки для получения данных по K^{+-} , K^- -мезонам в заданном интервале по x_c приходится использовать различные комбинации импульсов дейтронов P_d и каонов P_{K^+} , P_{K^-} . Варьировать значения x_c можно, изменяя импульсную настройку канала вторичных частиц при фиксированном P_d или меняя первичный импульс P_d при фиксированном импульсе каонов P_{K^\pm} . С целью уменьшения систематических погрешностей, связанных с частым изменением аксептанса фокусирующего спектрометра, применялся второй вариант задания x_c . Использованный набор значений P_d и P_{K^\pm} для каонов разного знака в интервале x_c от 0,88 до 1,37 приведен в таблице. Импульс дейтронов варьировался в пределах от 6,9 до 9,0 ГэВ/с при интенсивности до $7 \cdot 10^7$ за сброс. Длительность вывода пучка при сбросе равнялась $\simeq 400$ мс с периодом повторения сбросов 10 с.

Малая величина сечения рождения кумулятивных K^- -мезонов требовала обеспечения светимости на мишени на уровне $L \simeq 10^{34}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Для обеспечения столь высокой светимости в эксперименте была использована бериллиевая мишень толщиной 37 г/см 2 , при этом средняя светимость при наборе данных на K^+ -мезонах составляла $0,45 \cdot 10^{34}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ и на K^- -мезонах — $2,6 \cdot 10^{34}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Использование мишени такой толщины требовало тщательного учета процессов рассеяния и поглощения в мишени при расчете аксептанса спектрометра.

Набор значений импульсов первичных дейтронов и K^\pm -мезонов, использованных при измерении двойных дифференциальных сечений выхода каонов в интервале значений кумулятивной переменной x_c от 0,88 до 1,37. Приведены соответствующие инвариантные сечения и их статистические ошибки

$P_d,$ ГэВ/ c	$P_K,$ ГэВ/ c	x_c	$d^2\sigma/(dp d\Omega),$ мб · ГэВ $^{-1}$ · c · ср $^{-1}$	$\sigma_{\text{inv}} = (E/p^2)d^2\sigma/(dp d\Omega),$ мб · ГэВ $^{-2}$ · c^3 · ср $^{-1}$	$\Delta\sigma_{\text{inv}}$ (стат.)
K^+					
9,00	2,50	0,883	1,135	0,463	0,073
8,60	2,50	0,945	0,803	0,327	0,052
7,60	2,50	1,145	0,116	0,0475	0,0071
7,20	2,50	1,263	0,0521	0,0212	0,0048
6,90	2,50	1,363	0,0441	0,0131	0,0031
K^-					
9,00	1,75	0,881	0,1348	0,0801	0,0226
9,00	2,00	0,968	0,0604	0,0311	0,0060
8,20	2,00	1,133	0,0230	0,0118	0,0022
7,80	2,00	1,240	0,0147	0,0076	0,0014
7,40	2,00	1,373	0,0062	0,0032	0,0007

Условия отбора каонов разного знака существенно различаются, поскольку при регистрации положительных частиц детекторы спектрометра сильно загружены протонами и дейтронами, выход которых из мишени на несколько порядков превышает выход каонов. Подавление p и d осуществлялось на уровне триггера отсечкой по времени пролета с использованием времяамплитудного преобразователя и амплитудного дискриминатора [25]. Для подавления пионной компоненты обоих знаков был использован газовый пороговый черенковский счетчик. Основным критерием отбора каонов было время пролета, которое измерялось на двух времяпролетных базах TOF1 = 27 м и TOF2 = 21 м (рис. 3, счетчики F56_{1,2}-F₆₂ и F56_{3,4}-F₆₂). Ввиду высокой фоновой загрузки счетчик F56_{1,2} в промежуточном фокусе был заменен 8-элементным годоскопом НТ, что позволило значительно улучшить отношение сигнал-фон в TOF1-спектре (рис. 4). Дополнительное снижение уровня фоновой подложки достигалось при использовании корреляционных спектров (TOF1, TOF2) (рис. 5, 6).

Полученные данные по дифференциальным $\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$ и инвариантным $\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$ сечениям для K^\pm -мезонов в реакции $d + \text{Be} \rightarrow K^\pm(0^\circ) + X$ приведены в таблице. Выход каонов обоих знаков измерен для пяти значений кумулятивной переменной x_c в интервале 0,88–1,37. Число точек и статистические ошибки на уровне 10–20 % были обусловлены ограниченным временем для набора данных на выведенном пучке дейтронов (64 ч).

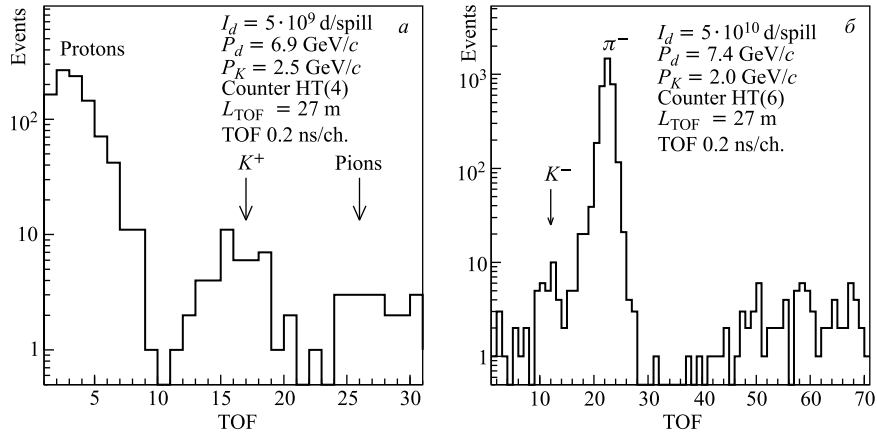


Рис. 4. Времяпролетные спектры НТ- F_{62} (TOF1) для положительных вторичных частиц с импульсом 2,5 ГэВ/с при импульсе первичных дейтронов $P_d = 6,9$ ГэВ/с (а) и для отрицательных частиц с импульсом 2,0 ГэВ/с при $P_d = 7,4$ ГэВ/с (б). Пионный пик в спектре положительных частиц подавлен пороговым черенковским счетчиком

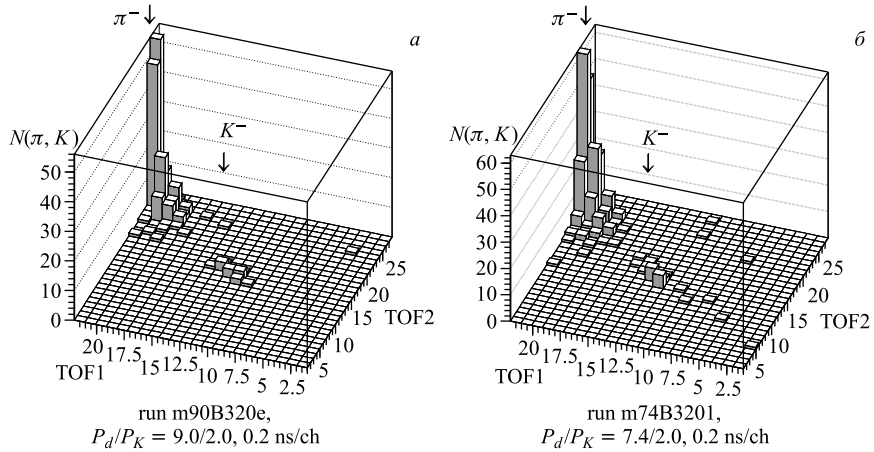


Рис. 5. Корреляционные времяпролетные спектры (TOF1, TOF2) для отрицательных вторичных частиц с импульсом 2 ГэВ/с, вылетающих под нулевым углом при фрагментации дейтронов с импульсами 9 ГэВ/с (а) и 7,4 ГэВ/с (б). Соответствующие кумулятивные числа x_c для K^- -мезонов равны 0,97 и 1,37. Пионный пик ослаблен пороговым черенковским счетчиком

Систематические ошибки определяются такими факторами, как изменение импульсной настройки каналов транспортировки частиц, изменение фоновых условий и интенсивности пучка дейтронов в широких пределах,

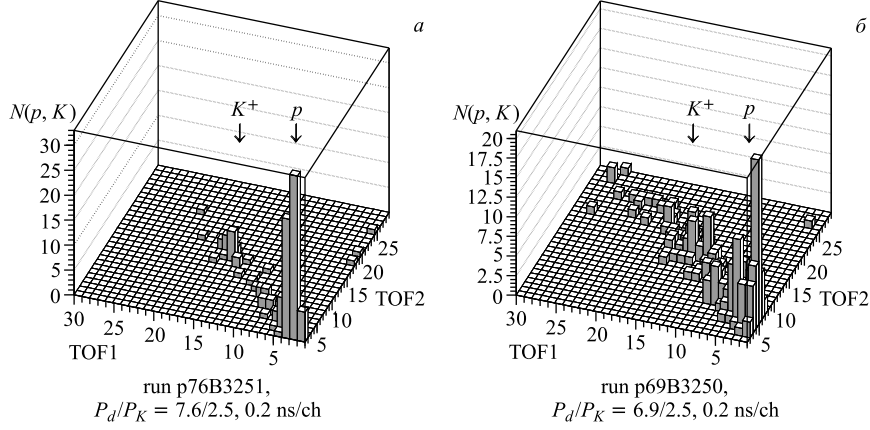


Рис. 6. Корреляционные времяпролетные спектры (TOF1, TOF2) для положительных вторичных частиц с импульсом 2,5 ГэВ/с, вылетающих под нулевым углом при фрагментации дейтронов с импульсами 7,6 ГэВ/с (а) и 6,9 ГэВ/с (б). Соответствующие кумулятивные числа x_c для K^+ -мезонов равны 1,145 и 1,36. Пионный пик ослаблен пороговым черенковским счетчиком, протоны дискриминировались по времени пролета

нестабильность временной структуры при выводе из ускорителя, ошибки мониторинирования при варьировании загрузок мониторов в широких пределах. Помимо расчетных оценок величины неопределенностей, вызванных этими факторами, было сделано контрольное сравнение измеренных в нашем эксперименте сечений выходов пионов ($\sigma_{\text{inv}1}$) с известными данными по сечениям фрагментации дейтронов в пионы при близких условиях измерения. Были использованы данные Беркли для реакции $dC \rightarrow \pi(0^\circ)X$ [10] ($\sigma_{\text{inv}2}$), данные КЕК для реакции $dC \rightarrow \pi(5^\circ)X$ [26] ($\sigma_{\text{inv}3}$) и данные установки ДИСК (ЛВЭ ОИЯИ) для опыта в обратной геометрии $pd \rightarrow \pi(180^\circ)X$ [15] ($\sigma_{\text{inv}4}$). Сравнение четырех экспериментов было сделано после коррекции $\sigma_{\text{inv}2-4}$ с учетом эмпирических данных по зависимостям инвариантных сечений выхода пионов от массового числа фрагментирующего ядра A_f и ядра мишени A_t : $\sigma_{\text{inv}} \sim A_f A_t^n \exp(-x_c/x_0)$. Согласно данным [27] $n = 0,75$ в интервале $A_t = 1-12$. На рис. 7 сопоставлены четыре набора данных по инвариантным сечениям: $\sigma_{\text{inv}1}$, $\sigma_{\text{inv}2}(9/12)^{0,75}$, $\sigma_{\text{inv}3}(9/12)^{0,75}$ и $\sigma_{\text{inv}4} \cdot 2 \cdot 9^{0,75}$. Наши измерения хорошо согласуются с данными [15] и [26], отклонение результатов в среднем не превышает 20%. Систематические неопределенности оценены в 17% в [26] и в 15% в [10, 15], однако расхождение между данными [15] и [10] не укладывается в указанные оценки. Это может быть связано с зависимостью выхода пионов от импульса ниже 4 ГэВ/(с · нуклон) (в этой области отношение выходов π^+/π^- начинает значительно отли-

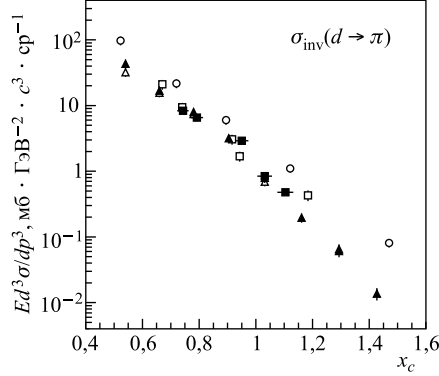


Рис. 7. Сравнение данных четырех экспериментов по инвариантным сечениям $E d^3 \sigma / dp^3$ ($\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}$) при фрагментации дейтронов в пионы с малым поперечным импульсом с учетом зависимости от массовых чисел фрагментирующего ядра A_f и ядра мишени A_t : темные квадраты — результаты данного эксперимента $d\text{Ве} \rightarrow \pi^+(0^\circ)X$; светлые квадраты — КЕК (1998 г.) $d\text{С} \rightarrow \pi^+(5^\circ)X$ [26]; кружки — Беркли (1983 г.) $d\text{С} \rightarrow \pi^-(0^\circ)X$ [10]; треугольники — Дубна (1982 г.) $pd \rightarrow \pi^\pm(180^\circ)X$ [15]

чаться от 1), в [10] данные получены при $P_d = 2,9$ $\text{ГэВ}/(c \cdot \text{нуклон})$. По этому показателю сопоставление наших данных с [15] и [26] предпочтительно и дает основание оценивать систематическую погрешность наших измерений в 20 %.

На рис. 8 представлены измеренные инвариантные сечения для выхода каонов под углом $\theta_K = 0^\circ$ в интервале $x_c = 0,88-1,37$ в реакции $d + \text{Ве} \rightarrow K^\pm + X$. Приведены также данные [26] для угла выхода каонов $\theta_K = 5^\circ$, полученные на ускорителе КЕК, в которых, однако, сечения для K^+ измерены только в докумулятивной области x_c . Наклоны экспонент, аппроксимирующих сечения для K^- , измеренные в двух экспериментах, хорошо согласуются, но отсутствие данных по K^+ в [26] при $x_c > 1$ не позволяет провести сравнение поведения отношения выходов R_\pm в кумулятивной области. Полученная в нашем эксперименте зависимость $R_\pm = \sigma_{\text{inv}}(K^+)/\sigma_{\text{inv}}(K^-)$ от инвариантной переменной x_c представлена на рис. 9. В докумулятивной области ($x_c < 1$) величина R_\pm близка к значению 10, наблюдаемому при фрагментации легких ядер (Ве, С), но с ростом x_c уменьшается примерно вдвое при $x_c \simeq 1,3$. Малое значение отношения выходов R_\pm свидетельствует, как отмечалось в [13], в пользу рассмотрения флуктонов как мультикварковых конфигураций и трактовки рождения кумулятивных мезонов в результате адронизации кварков-спектаторов при развале флуктона. Сближение выходов K^+ и пионов при $x_c > 1$ указывает на усиление странного моря во флуктоне и его жесткости.

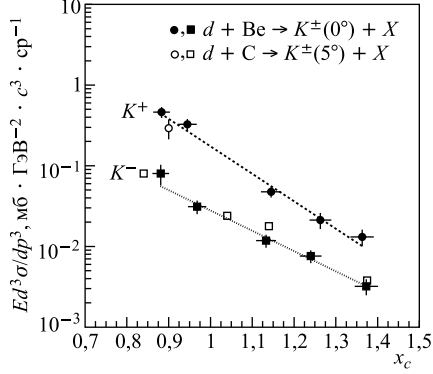


Рис. 8. Инвариантные сечения $Ed^3\sigma/dp^3$ (мб · ГэВ⁻² · с³ · ср⁻¹) выхода K^\pm -мезонов под нулевым углом при фрагментации дейтронов с импульсом $P_d = 6,9-9,0$ ГэВ/с (темные значки). Светлые значки — данные КЕК [26] для угла $\theta_K = 5^\circ$, $P_d = 6,6-11,7$ ГэВ/с. Аппроксимирующие экспоненты для $\theta_K = 0^\circ$: $\sigma_{\text{inv}}(K^+) \sim \exp(-x_c/0,122)$, $\sigma_{\text{inv}}(K^-) \sim \exp(-x_c/0,172)$

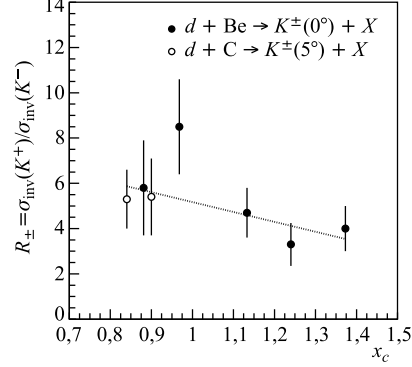


Рис. 9. Отношение инвариантных сечений R_\pm для K^+ - и K^- -мезонов в реакции $d+\text{Be} \rightarrow K^\pm(0^\circ)+X$ при импульсе дейтронов $P_d = 6,9-9,0$ ГэВ/с (темные кружки). Светлые кружки — отношение R_\pm из данных для реакции $d + \text{C} \rightarrow K^\pm(5^\circ) + X$, $P_d = 6,6-11,7$ ГэВ/с [26]. Кривая — результаты линейной аппроксимации x_c -зависимости

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новой особенностью наблюдаемого поведения отношения R_\pm выходов K^+ - и K^- -мезонов является его уменьшение при увеличении плотности pn -флуктона (кора дейтрона) при уменьшении его размера с ростом x_c . Ранее при фрагментации ядер с $A \geq 9$ наблюдалось примерное постоянство R_\pm , что можно было трактовать как пропорциональное усиление странного моря ($s\bar{s}$) и моря легких кварков ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$) во флуктонах в таких ядрах. Если интерпретировать уменьшение R_\pm с ростом x_c при фрагментации pn -флуктона на основе кварковых диаграмм с рассмотрением участия $s\bar{s}$ - и $u\bar{u}$ -петель в формировании $K^+(\bar{s}u)$ и $K^-(s\bar{u})$, то можно предположить, что с увеличением плотности pn -флуктона с изоспином 0 усиление странного моря и моря легких кварков происходит в нем с разной скоростью. Для обоснования более определенных выводов необходимо как расширить диапазон данных по x_c (желательно до $x_c = 1,6-1,7$ для $d \rightarrow K^\pm$), так и улучшить точность измерения инвариантных сечений выхода кумулятивных K^\pm -мезонов при фрагментации легких ядер.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16842-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Л. С. и др. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33, вып. 5. С. 1135.
2. Блохинцев Д. И. // Ibid. С. 1296.
3. Frankfurt L. L., Strikman M. I. // Phys. Lett. B. 1976. V. 65. P. 51; 1978. V. 76. P. 285.
4. Лукьянов В. К., Титов А. И. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 4. С. 815.
5. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15, вып. 6. С. 1249.
6. Балдин А. М. // Краткие сообщения по физике. 1971. Т. 1. С. 35.
7. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-5819. Дубна, 1971.
8. Ставинский В. С. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 949.
9. Anderson L. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 1224.
10. Moeller E. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 1246.
11. Aubert J. J. et al. // Phys. Lett. B. 1983. V. 123. P. 275.
12. Savin I. A., Smirnov G. I. // EPAN. 1991. V. 22. P. 1005;
Benvenuti A. C. et al. // Z. Phys. C. 1994. V. 63. P. 29.
13. Efremov A. V. Preprint arXiv 9710411[hep-ph].
14. Бояринов С. Б. и др. // Ядерная физика. 1993. Т. 56. С. 125.
15. Baldin A. M. et al. JINR Communication E1-82-472. Dubna, 1982.
16. Бояринов С. Б. и др. // Ядерная физика. 1989. Т. 50. С. 1605.
17. Беляев И. М. и др. // Ядерная физика. 1993. Т. 56. С. 135.
18. Золн Л. С., Переседов В. Ф. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1992. № 3[54]-92. С. 59;
Peresedov V. F., Zolin L. S. // Physica Scripta. 1993. V. 48. С. 210.
19. Ефремов А. В. и др. // Ядерная физика. 1988. Т. 47. С. 1364.
20. Egiyan K. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 082501.
21. Беляев И. М. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-87-489. Дубна, 1987.
22. Veneske J. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 188. P. 2159.
23. Feynman R. P. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415.
24. Гольданский В. И., Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Кинематические методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1987.
25. Ладыгин В. П., Маньяков П. К., Резников С. Г. // ПТЭ. 2001. Т. 3. С. 77-84.
26. Sugaaya Y. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 634. P. 115.
27. Анисимов Ю. С. и др. // Ядерная физика. 1997. Т. 60. С. 1070.

Получено 10 апреля 2013 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 17.07.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,93. Уч.-изд. л. 1,14. Тираж 285 экз. Заказ № 58026.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/