

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ПИОН-ПРОТОННЫХ, ПРОТОН-ПРОТОННЫХ, ДЕЙТРОН-ПРОТОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В КУМУЛЯТИВНОМ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ, ДЕЙТРОНОВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

Г.С.Аверичев, В.К.Бондарев¹, П.И.Зарубин, Л.Г.Ефимов,
О.Ю.Кульпина, А.Г.Литвиненко, П.К.Маньяков, Н.С.Мороз,
Ю.А.Панебратцев, М.Пенця², В.Г.Перевозчиков, В.В.Трофимов,
В.Н.Садовников, А.Е.Сеннер, В.С.Ставинский, А.Н.Хренов,
Э.Штрайт

Описан двухплечевой магнитный спектрометр ДИСК-3 и приведены результаты измерений двухчастичной корреляционной функции R_2 в протон-ядерных, дейтрон-ядерных и альфа-ядерных взаимодействиях. Импульс первичных протонов и дейтронов 8,9 ГэВ/с, импульс первичных α -частиц — 17,8 ГэВ/с. Изучена величина R_2 для пион-протонных, протон-протонных и дейтрон-протонных комбинаций вторичных частиц в интервале эффективных масс от 1,5 до 2,9 ГэВ/с². Проведено измерение корреляционной функции для $p\pi$ -системы в области эффективных масс, соответствующих рождению кумулятивных Δ -изобар (500 МэВ/с, угол вылета 90°). Величина коррелятора R_2 в этой области равна ~ 1,5 для $p\pi^+$ комбинаций как в pPb -, так и в αPb -взаимодействиях. Получены ограничения на сечения рождения кумулятивных изобар $A_{\Delta} \lesssim 1,5 A_p$ (где A_p — константа для рождения протонов) в предположении, что $E \frac{d\sigma}{dp} (A_I A_{II} \rightarrow \Delta) \sim A_{\Delta} e^{-x/0,14}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Experimental Data on the Investigation of Two-Particle Pion-Proton, Proton-Proton and Deuteron-Proton Correlations in the Cumulative Particle Production in Proton, Deuteron and α -Nuclei Interactions with Nuclei

G.S.Averichev et al.

The two-arm magnetic spectrometer DISC-3 is described and the results of measurements of the two-particle correlation function R_2 in proton-nuclei, deuteron-nuclei and α -nuclei interactions are presented

¹ Научно-исследовательский институт физики Ленинградского государственного университета

² Центральный институт физики, Бухарест

in the paper. The momentum of the incident protons and deuterons is 8.9 GeV/c, the momentum of the incident α -particles is 17.8 GeV/c. The R_2 value for pion-proton, proton-proton and deuteron-proton combinations of the secondary particles within the interval of the effective mass from 1.5 to 2.9 GeV/c is investigated. The correlation function for $p\pi$ combinations has been measured for the effective mass corresponding to the cumulative isobar production (500 MeV/c, angle of emission 90°). The value of R_2 is equal to ~ 1.5 for the region of $p\pi^\pm$ combinations both in pPb and α Pb-interactions. The limitations on the Δ isobar cross section production have been obtained $A_\Delta \leq 1.5 A_p$ (where A_p is the constant for proton particle production) assuming that $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} (A_I A_{II} \rightarrow \Delta) \sim A_\Delta e^{-x/0.14}$.

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

Изучение корреляционных явлений в кумулятивном рождении частиц является естественным развитием программы по исследованию предельной фрагментации ядер. Исследование корреляционных явлений позволяет получить дополнительную информацию о механизме кумулятивных процессов. В последнее время опубликован целый ряд новых результатов по измерению корреляционных функций в адрон-ядерных^{/1/}, электрон-ядерных^{/2/} и нейтрино-ядерных^{/3/} реакциях.

В настоящей работе изучена двухчастичная инклюзивная реакция

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots, \quad (1)$$

где I — первичные частицы (p, d с импульсом 8,9 ГэВ/с либо α -частицы с импульсом 17,8 ГэВ/с); II — ядра мишени (${}^6\text{Li}$, Pb); 1 и 2 — регистрируемые установкой частицы (π , p, d).

Измерена двухчастичная корреляционная функция R_2 , которая определена следующим образом:

$$R_2 = \sigma_{1n} \frac{E_1 E_2 \frac{d^2\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2}}{E_1 E_2 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_2}}, \quad (2)$$

где $E_1 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1}$ и $E_2 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_2}$ — одночастичные инклюзивные сечения рождения частиц 1 и 2, а $E_1 E_2 \frac{d^2\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2}$ — дважды инклюзивное сечение рождения частиц в реакции (1); σ_{1n} — полное неупругое сечение взаимодействия частицы (ядра) I с ядром мишени II .

В работе приведены экспериментальные данные о корреляционной функции R_2 в протон-ядерных, дейтрон-ядерных и альфа-ядерных взаимодействиях для случая рождения следующих комбинаций пар кумулятивных частиц: πp , pp , dp , а также корреляционная функция для случая рождения кумулятивного протона и пиона с кинематическими характеристиками, соответствующими распаду кумулятивной Δ -изобары с импульсом 500 МэВ/с и углом эмиссии 90° .

Методика эксперимента

Эксперимент выполнен электронной методикой на двухплечевом магнитном спектрометре ДИСК-3, принципиальная схема которого приведена на рис.1. Одним из плеч установки является магнитный спектрометр ДИСК-2, применявшийся ранее для проведения измерения одночастичных инклюзивных сечений^{/4/}. Входной телесный угол $\Omega(p_0) = 0,6 \cdot 10^{-3}$ ср, разрешение по импульсу $\Delta p/p = 0,1$. Интервал измеряемых импульсов рожденных частиц (π^\pm , K^\pm , p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$) можно менять от 125 до 1700 МэВ/с, а интервал углов регистрации от 60° до 180° . Идентификация вторичных частиц, выделенных по заряду и импульсу магнитом спектрометра и квадрупольным дублетом, осуществляется по времени пролета на двух базах (3,8 м и 0,97 м) с точностью ± 260 пс, ионизационным потерям частиц в сцинтилляторах, интенсивности черенковского излучения частиц в двух твердых радиаторах. В дальнейшем эту часть установки будем называть первым корреляционным плечом (КП1) установки.

Первое корреляционное плечо регистрирует частицы, выделенные по импульсу магнитно-оптическим каналом

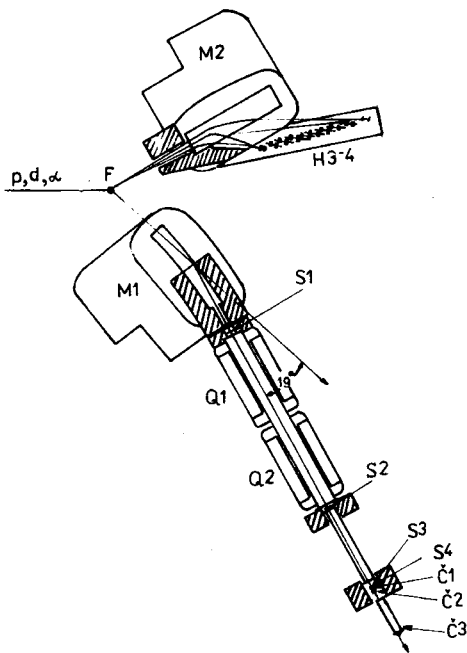


Рис.1. Принципиальная схема двухплечевого магнитного спектрометра ДИСК.

(магнит M1 и квадрупольный дублет Q1, Q2) и прошедшие через сцинтилляционные детекторы S1, S2, S3. Длительность сигналов с формирователей и временные диаграммы рассчитаны из условия измерения времени пролета на базе 3,8 м (расстояние между S1 и S3) в диапазоне от 12 нс (скорость $\beta = 1$) до 92 нс ($\beta = 0,16$). Это позволяет одновременно регистрировать пионы, каоны, протоны и барионные фрагменты.

Второе корреляционное плечо установки (КП2) состоит из спектрометрического магнита и восьми сцинтилляционных телескопов, предназначенных для регистрации пионов, протонов и дейтронов. Его входной телесный угол $1,6 \cdot 10^{-2}$ ср, импульсный акцептанс спектрометра $\Delta p/p_0 = 1,2$. Интервал измеряемых импульсов можно менять от 50 до 800 МэВ/с, а интервал углов регистрации от 20° до 140° . Идентификация вторичных частиц в каждом из восьми телескопов, состоящих из двух сцинтилляционных счетчиков, осуществляется по измерению ионизационных потерь в каждом счетчике (типичные размеры сцинтиллятора $40 \times 40 \times 3$ мм) и времени пролета между счетчиками в телескопе на базе 0,3 м. Второе корреляционное плечо регистрирует частицы, выделенные по импульсу магнитом M2 и вызвавшие срабатывание одного из сцинтилляционных телескопов. Длительность сигналов с формирователей и временные диаграммы рассчитаны для регистрации частиц с β от 0,2 до 1,0 на базе 0,3 м.

Поясним выбор геометрии нашей двухплечевой установки на примере регистрации Δ -изобары, распадающейся на протон и пион. Угол эмиссии частицы θ (протоны или пионы) относительно движения со скоростью β ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) резонанса дается известным соотношением

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \Phi}{\gamma [\cos \Phi + \beta/\beta_1]}, \quad (3)$$

где β_1 — скорость продуктов распада, а Φ — угол вылета в системе покоя резонанса. Следовательно,

$$\frac{\Delta \theta_1}{\cos^2 \theta_1} = \frac{1}{\gamma} \frac{1 + \beta/\beta_1 * \cos \Phi}{[\cos \Phi + \beta/\beta_1]^2} \Delta \Phi. \quad (4)$$

Оптимальная геометрия установки соответствует условию выбора углов $\Delta \theta_1$ и $\Delta \theta_2$ для равных интервалов $\Delta \Phi$ и максимально возможного интервала $\Delta \Phi$. Для Δ -изобары с импульсом 500 МэВ/с

производная $d\Phi/d\theta_p$ равна 2,76; 3,50; 0,61 для углов Φ , равных соответственно 0° , 90° и 180° . Наибольшая эффективность регистрации распадной доли Δ -резонанса, когда $\Phi = 90^\circ$. Однако, с учетом того, что Δ -резонанс является Р-волновым состоянием ($l = 1$), может оказаться более выгодным распад с $\Phi_p = 0^\circ$ или 180° . Мы выбрали вариант $\Phi_p = 0^\circ$. Для этого случая соотношение между углами $\Delta\theta_p/\Delta\theta_\pi = 0,22$.

На рис. 2 приведены ионизационные и времяпролетные спектры, полученные в одном из телескопов КП2 во время проведения измерений. Для оцифровки спектрометрической информации в установке используются разработанные в ЛВЭ зарядово-цифровые преобразователи с ценой преобразования 0,5 пКл/канал^{5/} и время-цифровые преобразователи с ценой преобразования 0,1 нс/канал^{6/}.

Для выделения интересующих нас двухчастичных совпадений организована схема измерения времени, сигналом "Старт" для которой является сигнал со счетчика S3 в КП1 (6,3 м от мишени), а сигналом "Стоп" является сигнал от сработавшего телескопа в КП2 (расстояние от мишени меняется от 2,4 до 3,7 м). На рис. 3 приведены распределения по разнице времени прихода сигналов от КП1 и КП2. Представленные измерения выполнены на мишени из свинца толщиной

1 г/см² при интенсивности первичных протонов 10^{10} частиц за цикл ускорения. На рис.3а приведен спектр протон-пионных совпадений (импульс протонов в КП1 640 МэВ/с, средний импульс пионов в КП2

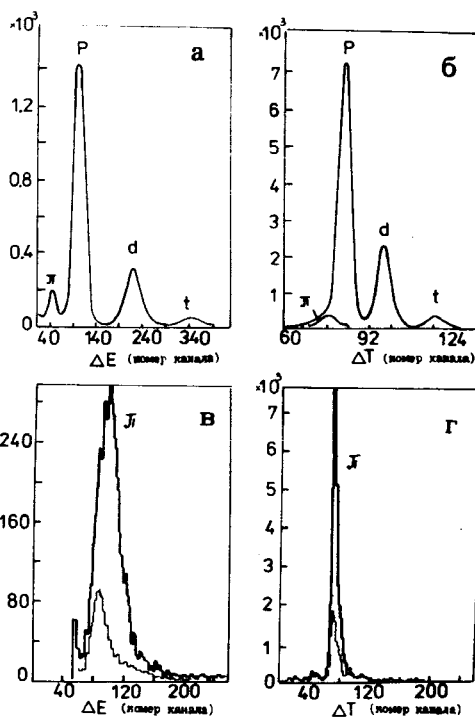


Рис.2. Ионизационные и времяпролетные спектры частиц в КП2 при импульсе 600 МэВ/с (а, б) и спектр пионов при импульсе 140 МэВ/с (в, г) для интенсивности первичного пучка 10^{10} частиц/цикл и свинцовой мишени толщиной 1 г/см². Тонкой линией на рисунках (в, г) показан вклад фона в измерительном павильоне.

равнялся 140 МэВ/с), на рис. 3б — спектр с протон-протонными совпадениями (импульс протонов в КП1 500 МэВ/с, средний импульс протонов в КП2 также 500 МэВ/с). Положение пика на спектрах соответствует расчету.

Одновременно с измерениями совпадений проводилось измерение одночастичных инклюзивных сечений. Для этого была создана схема "деления частоты", которая позволяла записывать в ЭВМ каждое i -е срабатывание КП1 и каждое j -е срабатывание КП2.

В корреляционных экспериментах существует принципиальное ограничение на интенсивность первичного пучка (толщину мишени), которое определяется вкладом случайных совпадений от взаимодействия первичных частиц с различными атомами мишени в пределах времени измерения совпадений двух плеч (в нашем случае это 110 нс).

Число случайных совпадений двух плеч установки за единицу времени при счете числа частиц в КП1 $N_1 = I_0 \ell (E_1 d\sigma/d\vec{p}) d\vec{p}/E_1$ и в КП2 $N_2 = I_0 \ell (E_2 d\sigma/d\vec{p}) d\vec{p}/E_2$ за время вывода пучка T_c и разрешающем времени τ равно ($N_{1,2}^{cn} = \tau N_1 N_2 / T_c^2$). Величина отношения числа случайных совпадений к "двойному инклюзиву" $N_{1,2} = I_0 \ell (E_1 E_2 d^2\sigma/d\vec{p}_1 d\vec{p}_2) d\vec{p}_1 / E_1 d\vec{p}_2 / E_2$ равна

$$\frac{N_{1,2}^{cn}}{N_{1,2}} = \tau \frac{I_0}{T_c} \frac{\ell \sigma_{in}}{R_2}, \quad (5)$$

где ℓ — толщина мишени в мб⁻¹, I_0 — интенсивность первичного пучка, R_2 — величина коррелятора. Из формулы (5) видно, что отношение фон/эффект прямо пропорционально интенсивности

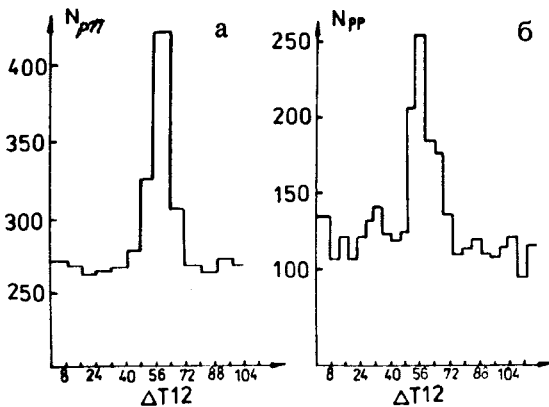


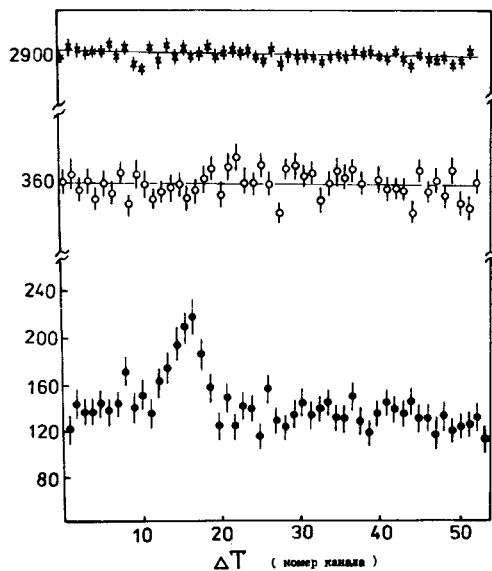
Рис. 3. Спектр протон-пионных (а) и протон-протонных (б) совпадений на свинцовой мишени толщиной 1 г/см² при интенсивности первичного пучка 10¹⁰ частиц/цикл. Цена одного канала на спектрах 1 нс.

первичного пучка и толщине мишени и обратно пропорционально длительности вывода первичного пучка. Поэтому для проведения корреляционных измерений выполнен ряд работ по улучшению временной структуры пучка^{17/}. По нашим измерениям в настоящее время эффективная длительность вывода пучка из ускорителя равна $200 \div 300$ мс. Эта величина измеряется нами специально и независимо от спектров совпадений в каждом цикле ускорителя по случайным совпадениям двух сцинтилляционных детекторов. Зная длительность вывода пучка, можно вычислить уровень фона в спектре совпадений. Такой контроль постоянно проводился в процессе набора статистики и во всех случаях (различные интенсивности первичного пучка, толщины мишеней) результаты двух измерений соответствовали друг другу.

В контрольных опытах показано, что случайные совпадения: а) сигнал от генератора импульсов подается в КП1, а реальные частицы регистрируются в КП2, б) реальные частицы регистрируются в КП1 и фон в измерительном павильоне регистрируется в КП2 (в этом измерении вход в магнит второго плеча, настроенный на регистрацию пионов с импульсом 140 МэВ/с, перекрыт 20 см слоем свинца) не имитируют пика в спектре совпадений (см. рис. 4).

Для вычисления величины коррелятора R_2 необходимо знать величину полного неупругого сечения взаимодействия налетающей частицы (ядра) с ядром мишени. Мы использовали следующие

Рис.4. Результаты измерения спектра совпадений в контрольных опытах. Символами (x) обозначены результаты измерений для совпадений: сигнал от генератора в КП1 – реальные частицы в КП2. Символами (o) обозначены результаты измерений для совпадений: частицы от мишени в КП1 – фон в измерительном павильоне в КП2. Символами (●) обозначены результаты измерения спектра совпадений в рабочих условиях при той же интенсивности и толщине мишени, что и в контрольных опытах.



величины сечений, полученные из экспериментальных данных и известных в литературе аппроксимаций^{8, 9, 10/} :

$$\sigma_{in} (pPb) = 1868 \text{ мб}; \quad \sigma_{in} (dPb) = 2093 \text{ мб}; \quad \sigma_{in} (\alpha Pb) = 2425 \text{ мб};$$

$$\sigma_{in} (d^7 Li) = 235 \text{ мб}.$$

Мониторирование абсолютной интенсивности первичного пучка осуществлялось методом измерения наведенной активности углерода. Для сечений активации ядер углерода протонами была использована величина сечения $29 \text{ мб}^{11/}$. Для случая первичных дейтронов и альфа-частиц данные по сечениям активации есть только при энергиях $\sim 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ и ниже^{12/}. Экстраполяцией этих данных к энергии 4 ГэВ/нуклон мы получили величину сечения активации 42 мб в том и другом случае. По нашим оценкам, ошибка в измерении абсолютного сечения равна $\pm 7\%$ для протонов и $\pm 11\%$ для дейтронов и альфа-частиц.

Экспериментальные результаты

В настоящей работе приводятся две группы экспериментальных данных. Первая относится к результатам измерения двухчастичной корреляционной функции в реакции (1) для $p\pi$ -, $p\rho$ -, $d\rho$ -систем. Первой указана частица, регистрируемая КП1, второй — частица, регистрируемая КП2. Импульс КП1 для этих измерений был равен 500 МэВ/с , угол наблюдения 90° . Импульсный интервал, захватываемый КП2, равен $200 \div 650 \text{ МэВ/с}$. Угол разлета частиц 180° (угол вылета одной частицы относительно направления вылета второй). Такие кинематические условия соответствуют максимальному выходу протонов в первом и втором плече и, следовательно, оптимальным условиям для набора статистики по $p\rho$ -совпадениям. Вторая группа данных относится к измерению двухчастичной протон-пионной корреляционной функции. В этом случае импульс протона в КП1 640 МэВ/с , угол наблюдения 90° . Импульсный интервал пионов, регистрируемый КП2, равен $50 \div 270 \text{ МэВ/с}$. Угол разлета протона и пиона 180° . Такие кинематические условия соответствуют регистрации продуктов распада Δ -изобары с импульсом 500 МэВ/с и углом эмиссии 90° , то есть измерена корреляционная функция $R_{p\pi}$ в области эффективных масс, соответствующих Δ -изобаре.

Экспериментальные значения величин двухчастичных корреляционных функций R_2 для протон-протонных, пион-протонных,

дейтрон-протонных совпадений представлены на рис.5,6,7.

На рис.5 приведены данные по $R_{\pi p}$ и R_{pp} для случая взаимодействия протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с ядрами свинца. Данные представлены в зависимости от величины эффективной массы регистрируемых частиц. Из рисунка видно, что в пределах ошибок измерений величину двухпротонной корреляционной функции в измеренном интервале импульсов (эффективных масс) можно описать константой $R_{pp} = 1,92 \pm 0,25$. Кроме того, из рисунка видно, что в пределах ошибок измерений величины протон-протонного и пион-протонного коррелятора имеют близкие значения. Отметим, что в выполненных в ИТЭФ измерениях ^{13/} характерная величина протон-протонного коррелятора для кумулятивной области равна $1,5 \div 2,4$.

На рис.6 приведены значения протон-протонного и дейтрон-протонного коррелятора, измеренного во взаимодействии дейтронов с импульсом 8,8 ГэВ/с с ядрами свинца. Из рисунка видно, что корреляционная функция двух протонов не зависит от импульса (эффективной массы). Ее значение в измеренном интервале эффективных масс равно $1,58 \pm 0,21$. Измерения также показали, что величины R_{pp} и R_{dp} совпа-

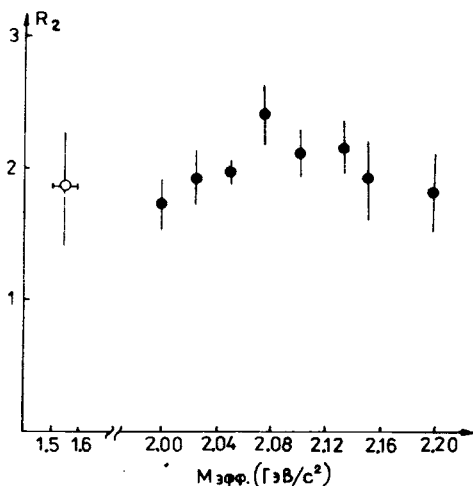


Рис. 5. Результаты измерения корреляционной функции R_2 в pPb-взаимодействиях (● — значения R_{pp} , ○ — значения $R_{\pi p}$).

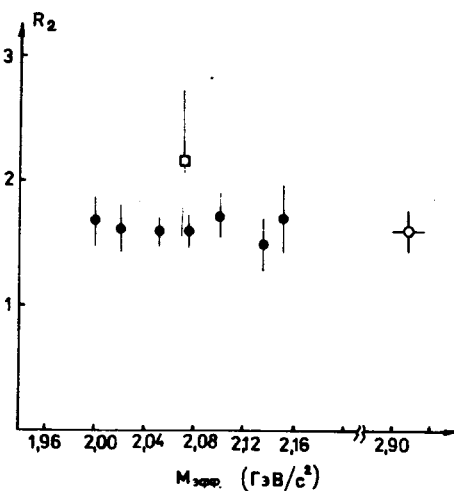


Рис.6. Результаты измерения корреляционной функции R_2 в дейтрон-ядерных взаимодействиях. Символами (●) обозначены данные по R_{pp} в dPb-взаимодействиях, (○) — данные по R_{dp} в dPb-взаимодействиях и (□) — R_{pp} в d⁷Li-взаимодействиях.

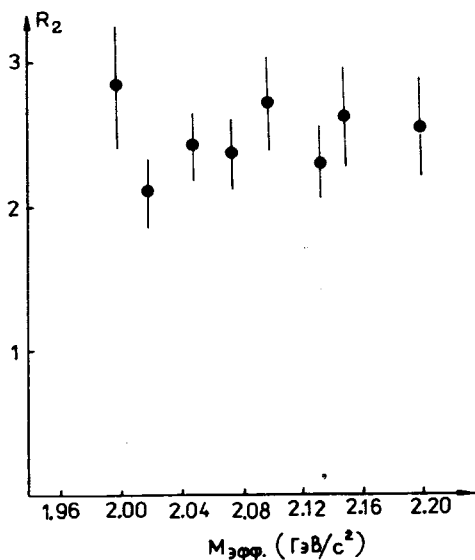


Рис. 7. Результаты измерения двухпротонной корреляционной функции R_2 в α Pb-взаимодействиях.

дают в пределах ошибок измерений. Нами был измерен и протон-протонный коррелятор для $d^7\text{Li}$ -взаимодействий. Результаты измерений приведены на рис. 6 и указывают на то, что на легком ядре величина коррелятора несколько выше, чем на тяжелом ядре.

На рис.7 приведены экспериментальные данные, относящиеся к измерению протон-протонных корреляций в случае α Pb-взаимодействий. Из рисунка видно, что и в этом случае величина R_{pp} в пределах ошибок измерений остается постоянной для измеренного интервала импульсов вторичных частиц и равна $2,34 \pm 0,26$. Эта величина в пределах ошибок измерений совпадает с величиной двухпротонной корреляционной функции, полученной в pPb-взаимодействиях.

Перейдем к обсуждению результатов эксперимента по измерению протон-пионной корреляционной функции. На рис.8 приведены данные, относящиеся к pPb-взаимодействиям, а на рис. 9 — данные, относящиеся к α Pb-взаимодействиям. В том и другом случае нами было набрано $\sim 10^3$ событий типа $p\pi^\pm$ (превышение пика над фоном). В наших измерениях произведение интенсивности первичного пучка на толщину мишени составляло примерно $5 \cdot 10^{10}$ частиц \cdot с $^{-1}$ г \cdot см $^{-2}$. При этом отношение числа частиц в пике к уровню фона составляет примерно 1:3, что и определяет в основном точность в вычислении коррелятора. В пределах достигнутой в данном эксперименте точности измерений мы не видим особенностей в спектрах эффективных масс $p\pi$ -системы. Значения корреляционных функций, усредненные по измеренному интервалу эффективных масс, равны $1,41 \pm 0,17$ для $p\pi^+$ -системы и $1,40 \pm 0,18$ для $p\pi^-$ -системы во взаимодействии протонов с ядрами свинца. Для альфа-ядерных взаимодействий эти величины равны соответственно $1,51 \pm 0,24$ и $1,55 \pm 0,23$. Таким образом, из результатов измерений следует, что величина протон-пионной

Рис. 8. Результаты измерения протон-пионной корреляционной функции в pPb -взаимодействиях: а – данные по корреляционной функции $R_{p\pi^+}$, б – данные по корреляционной функции $R_{p\pi^-}$.

корреляционной функции, усредненной по измеренному интервалу эффективных масс, в пределах ошибок измерений одинакова для случая рождения положительных и отрицательных пионов. Кроме того, значения протон-пионной корреляционной функции в пределах ошибок измерений совпадают для pPb - и aPb -взаимодействий.

Из анализа данных можно сделать некоторые заключения о сечении образования кумулятивной Δ -изобары. Отметим, что спектр эффективных масс $p\pi$ -системы набран при различных значениях импульса пары $p\pi$. Поэтому для оценки сечения рождения Δ -изо-

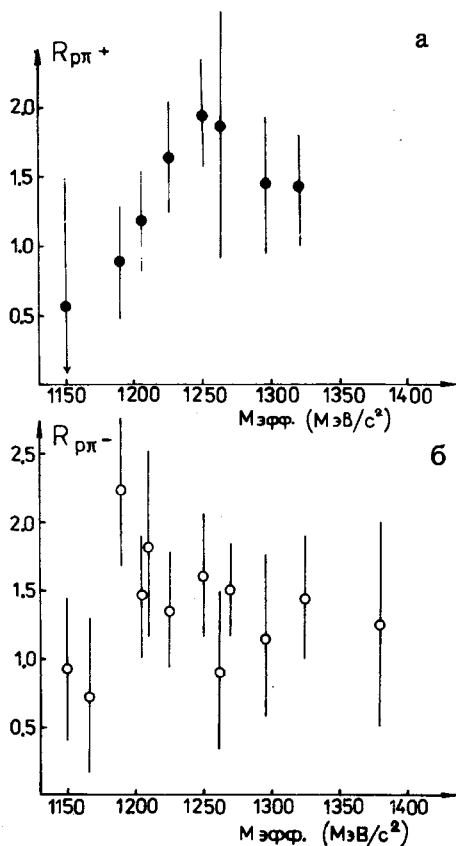
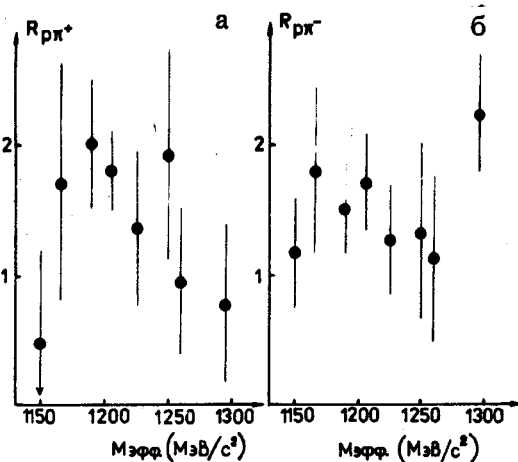


Рис. 9. Результаты измерения протон-пионной корреляционной функции в aPb -взаимодействиях: а – данные по корреляционной функции $R_{p\pi^+}$, б – данные по корреляционной функции $R_{p\pi^-}$.



бары необходимо знать зависимость этого сечения от импульса. В предположении, что сечение рождения Δ -изобар, как и сечение рождения стабильных кумулятивных частиц, экспоненциально зависит от кумулятивного числа,

$$\frac{E}{A} \frac{d\sigma}{dp} = A_{\Delta} \exp(-x_{\Delta}/0,14) . \quad (6)$$

Считая, что максимальный вклад от Δ -изобары в величину коррелятора определяется ошибками измерений, можно получить ограничение на предэкспоненциальный множитель в формуле (6). Из экспериментальных данных следует, что $A_{\Delta} < 1,5 A_p$. Заметим, что оценки этой величины, полученные в работе^{/14/} исходя из сечений рождения инклюзивных π -мезонов, дают соотношение $A_{\Delta} < 0,5 A_p$. В этой работе показано, что вклад распадных пионов от Δ^{++} для импульсов больше 500 МэВ/с не превышает 1%. В работах^{/15, 16/} также сделан вывод о малой роли изобар ($\leq 1\%$) в процессах кумулятивного рождения. Заметим, что интегральное сечение Δ^{++} , вылетающих назад, измерено в работе^{/17/} для реакции $p(300 \text{ ГэВ/с}) + \text{Ne}$ и равно $(4,11 \pm 0,95)$ мб, что составляет $\sim 20 \div 30 \%$ от сечения рождения заряженных пионов, вылетающих в заднюю полусферу.

Литература

1. Баюков Ю.Д. и др. — В сб.: Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, с.288.
2. Егиян К.Ш. — В сб.: Труды IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, с.300.
3. Guy J. — In: Proceedings of the IX International Seminar on High Energy Problems, D1,2-88-652, JINR, Dubna, 1988, p.229.
4. Аверичева Т.В. и др. — Сообщение ОИЯИ 1-11317, Дубна, 1978.
5. Базиладзе С.Г. и др. — Сообщение ОИЯИ 13-80-887, Дубна, 1980.
6. Маньяков П.К. и др. — Сообщение ОИЯИ 13-83-343, Дубна, 1983.
7. Глушенко В.Г. и др. — В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т. 1, с.304.
8. Бобченко Б.М. и др. — Препринт ИТЭФ-15, М., 1979.
9. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.149.

10. Ставинский В.С. — Сообщение ОИЯИ 2-80-66, Дубна, 1980.
11. Horwitz N., Murray J.J. — Phys.Rev., 1960, 117, p.1361;
Cumming J.B. et al. — Phys.Rev., 1962, 125, p.2078.
12. Geaga J.V. et al. — Nucl.Phys., 1982, A386, p.589;
Banigs J. et al. — NIM, 1971, 95, p.307.
13. Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ 86-99, Москва, 1986.
14. Литвиненко А.Г., Ставинский В.С. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, 12-85, Дубна, 1985, с.22.
15. Копылова Д.К. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-86-141, Дубна, 1986.
16. Аммосов В.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.262.
17. Алимов М.А. и др. — Препринт ФТИ АН УзССР, 66-88-ФВЭ, Ташкент, 1988.

Рукопись поступила 27 июня 1989 года.