

7687

8/IV-74

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 346.46  
Г-371

P2 - 7687

1408/2-74

С.Б.Герасимов, Н.Гиордэнеску

ОБРАЗОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИОНОВ  
В ДЕЙТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
СОГЛАСНО МОДЕЛИ  
ИМПУЛЬСНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

**1974**

**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

P2 - 7687

С.Б.Герасимов,\* Н.Гиордэнеску

ОБРАЗОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИОНОВ  
В ДЕЙТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
СОГЛАСНО МОДЕЛИ  
ИМПУЛЬСНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

\* ЛТФ, ОИЯИ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей работы - сравнить с экспериментом результаты простой модели импульсного приближения для сечения образования высокоэнергетических пионов при столкновении ускоренных дейтонов с ядрами /1, 2/. Мы принимаем простейшие предположения о механизме реакции



1/. Пионы образуются в /1/ в результате бинарного столкновения нуклонов дейтона и ядра-мишени. 2/. Фермиевское движение нуклонов в ядрах является причиной образования пионов с энергией выше кинематического предела, который получается, если пренебречь эффектами связи нуклонов в момент соударений.

Основной интересующий нас вопрос - может ли наличие высоких компонент в импульсном распределении нуклонов, связанных в ядрах, качественно объяснить наблюдаемый выход "подпороговых" пионов, т.е. пионов с энергией, значительно превышающей кинетическую энергию, которая приходится на нуклон в составе дейтона.

Наши предположения о механизме реакции /1/ по существу такие же, какие были использованы в работе Дорфана и др. /3/ для анализа реакции образования антипротонов



когда энергия падающих протонов существенно меньше порога образования  $p\bar{p}$ -пары на свободном нуклоне. "Элементарный" акт неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия изучен лучше для инклюзивного образования пионов по сравнению с образованием антинуклонов. Это обстоятельство позволяет провести более детальную, критическую проверку модели фермиевского движения при рассмотрении реакций типа /1/.

Отметим, что инклюзивные реакции на ядрах рассматривались ранее /см., например, /4/ / в основном с точки зрения учета эффектов многократного взаимодействия частиц в ядре и при энергиях вторичных частиц, достаточно удаленных от кинематической границы спектра, когда фермиевским движением нуклонов в ядре можно пренебречь. Отличительные особенности нашего подхода определяются тем, что мы будем рассматривать реакцию /1/ при таких кинематических условиях, когда фермиевское движение может играть определяющую роль. Ограничивая свою задачу выяснением качественной стороны вопроса, мы не будем учитывать поправки, вносимые эффектами многократного взаимодействия частиц в ядре, а укажем в заключительном разделе лишь тенденцию изменения получаемых результатов при соответствующем их учете.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В работах /1,2/ был измерен выход пионов в реакции



когда регистрируемый пион имеет энергию больше половины кинетической энергии падающего дейтона.

Абсолютная нормировка выхода реакции /3/ была выполнена по сечениям образования пионов протонами при одинаковых импульсах дейтонов и протонов:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_\pi} (d + Cu \rightarrow \pi^- + \dots) = \eta \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_\pi} (p + Cu \rightarrow \pi^- + \dots) / 4,$$

где  $\eta$  - экспериментально измеряемая величина.

В табл. 1 приведены экспериментальные значения  $\eta$  для различных энергий дейтонов и пионов в лабораторной системе. Для проверки гипотезы масштабной инвариантности сечений множественного образования частиц обычно вводят в рассмотрение нормированную спектральную плотность одночастичного распределения частиц в инклюзивной реакции:

$$\rho(x, p_\perp^c, s) = \frac{E_c}{p_c^2 \sigma_{tot}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_c dp_c} (a + b \rightarrow c + \dots), \quad /5/$$

где  $x = p_{||}^c / p_{max}^c$ ,  $p_{||}^c$  ( $p_\perp^c$ ) - продольная /поперечная/ составляющая импульса частицы "c" в системе центра масс,  $p_{max}^c$  - максимальное значение, допускаемое кинематикой,  $s$  - квадрат энергии в с.ц.м.,  $\sigma_{tot}$  - полное сечение взаимодействия сталкивающихся частиц. Экспериментальные данные по реакции /3/ совместимы с гипотезой об универсальном масштабно-инвариантном поведении сечения инклюзивного процесса /3/ /5/, т.е. свидетельствуют о том, что отношение функций  $\rho(x, p_\perp=0, s)$  для дейтонов и протонов при одинаковых значениях масштабной переменной  $x_d$  является постоянной величиной и в пределах экспериментальных ошибок не зависит от  $x$  и  $s$ :

$$\alpha(x_d) = \eta \frac{\rho_{NN}(x, p_\perp=0)}{\rho_{NN}(x_d, p_\perp=0)} \Big|_{x_d > 0,6} = 0,06 \pm 0,007 \quad /6/$$

## 3. МОДЕЛЬ

В соответствии с предположениями о механизме реакции, перечисленными в разделе 1, запишем формулу

Таблица I

#	$P_d(\text{GeV})$	$P_n(\text{GeV})$	$\alpha_d$	$\alpha_n$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\alpha_5$	$\alpha_6$	$\alpha_7$	$\alpha_8$
1	7.06	3.35	0.779	$1.12 \times 10^{-2}$	$8.7 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-4}$	$1.17 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-4}$	$1.17 \times 10^{-4}$	$7.45 \times 10^{-4}$
2	9.3	4.23	0.667	$2.32 \times 10^{-2}$	$4.3 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-4}$	$5.92 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-4}$	$5.92 \times 10^{-4}$	$3.24 \times 10^{-3}$
3	9.64	4.62	0.694	$1.68 \times 10^{-2}$	$2.5 \times 10^{-4}$	$2.6 \times 10^{-4}$	$3.25 \times 10^{-4}$	$2.6 \times 10^{-4}$	$2.6 \times 10^{-4}$	$2.6 \times 10^{-4}$	$3.25 \times 10^{-4}$	$2.08 \times 10^{-3}$
4	10.29	4.95	0.681	$0.8 \times 10^{-2}$	$2.9 \times 10^{-4}$	$2.92 \times 10^{-4}$	$3.75 \times 10^{-4}$	$2.92 \times 10^{-4}$	$2.92 \times 10^{-4}$	$2.92 \times 10^{-4}$	$3.75 \times 10^{-4}$	$2.37 \times 10^{-3}$
5	10.29	7.02	0.966	$7.42 \times 10^{-4}$	$1.87 \times 10^{-7}$	$1.9 \times 10^{-7}$	$1.1 \times 10^{-7}$	$1.9 \times 10^{-7}$	$1.9 \times 10^{-7}$	$1.9 \times 10^{-7}$	$1.1 \times 10^{-7}$	$1.10^{-7}$

для сечения процесса /3/ в лабораторной системе координат в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots) = \quad /7/$$

$$= \int [R_1 \sum_{N=p,n} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (N_d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)] |\Psi(\vec{p}')|^2 d^3p',$$

где символ  $N_d$  указывает на то, что соответствующие нуклоны находятся вне "поверхности масс", т.е.

$$p_d^2 = E^2 - \vec{p}^2 \approx (2m - \sqrt{p'^2 + m^2})^2 - p'^2 \neq m^2, \quad /8/$$

и где  $M_d \approx 2m$ ,  $m$  - масса нуклона,  $\vec{p}'$  - импульс внутреннего движения нуклонов в дейтоне,  $\Psi(\vec{p}')$  - волновая функция дейтона в импульсном представлении в системе покоя дейтона,  $R_1$  - кинематический фактор, который учитывает переопределение плотности потока через кинематические переменные нуклона с 4-импульсом  $p_d$ . Заметим, что формула /8/ представляет собой эквивалент релятивистских выражений, соответствующих фейнмановским диаграммам на рис. 1.

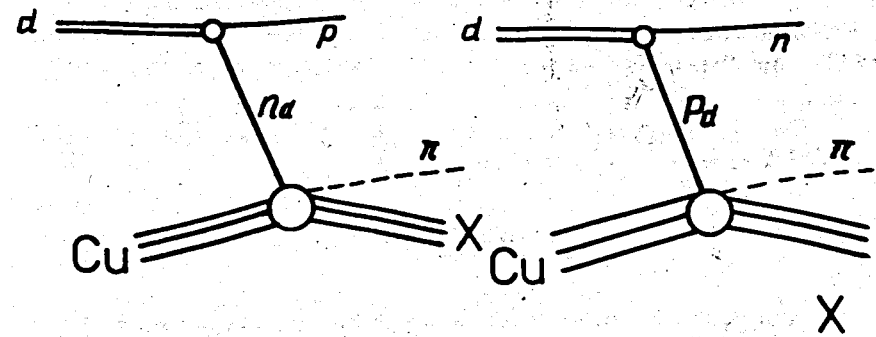


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы импульсного приближения. Линий, обозначенные символами  $d$ ,  $p(n)$ ,  $\pi$ ,  $\text{Cu}$ ,  $X$ , соответствуют дейтону, протону /нейтрону/, пиону, ядру меди и нерегистрируемой системе адронов в конечном состоянии.

Из-за отсутствия релятивистской теории связанных состояний нуклонов мы вынуждены были действовать следующим образом. Сохраняя релятивистскую кинематику и нормировку состояний, мы в то же время используем нерелятивистскую волновую функцию дейтона, которая, по предположению, эффективно описывает произведение двух ковариантных факторов - функции пространства виртуального нуклона и  $d_{np}$ -вершины на фейнмановских диаграммах /рис. 1/. Зависимость энергии и импульса виртуальных нуклонов  $p_d$  и  $n_d$  на рис.1/ в лабораторной системе от импульса внутреннего движения  $\vec{p}'$  мы определяем с помощью преобразований Лоренца:

$$E(\vec{p}') \approx \frac{E_d}{2m} (2m - \sqrt{p'^2 + m^2} + p' \cos \theta), \quad /9/$$

где  $\theta$  - угол между импульсом  $\vec{p}'$  и направлением скорости дейтона в лабораторной системе, где

$$\beta_d = \frac{|\vec{p}_d|}{E_d} \approx 1.$$

Мы не приводим здесь явного выражения для  $\vec{p}$  из-за его громоздкости.

Основные неопределенности расчета связаны с проблемой экстраполяции сечений в правой части формулы /7/ по "массе" виртуального нуклона к физическому значению  $p_d^2 \rightarrow m^2$ .

Помимо кинематического фактора  $R_1$  в /7/, который в лабораторной системе имеет вид

$$R_1 = \frac{2|\vec{p}'|}{|\vec{p}_d|}, \quad /10/$$

мы учитываем зависимость сечений от импульсов внутреннего движения нуклонов в дейтоне, предполагая, что характер функциональной зависимости сечений от кинематических переменных переданного импульса и масштабной переменной  $x = p_{\parallel}^{\pi} / p_{\max}^{\pi}$  не меняется, и все эффекты "ухода" нуклона с "массовой оболочки" сводятся

к учету зависимости этих переменных от  $\vec{p}'$ . Зависимость  $p_{\max}^{\pi}$  от  $|\vec{p}'|$  нетрудно найти с помощью формул /9/, /10/ и законов сохранения энергии-импульса. Наконец, мы вводим в  $d^2\sigma(N_d + Cu \rightarrow \pi + \dots)$  обрезающий фактор  $R_2$ , учитывающий изменение  $t_{\min}$  с увеличением степени виртуальности нуклона

$$R_2 = \exp\{B[t_{\min}(p_N^2, M^2) - t_{\min}(m^2, M^2)]\}, \quad /11/$$

где  $t_{\min}$  - минимальное значение квадрата переданного 4-импульса при образовании адронного кластера с инвариантной массой  $M$  в неупругом NN-взаимодействии с заданной энергией сталкивающихся нуклонов. Значения параметров  $B$  и  $M$  в /11/ были выбраны равными  $B = 10 \text{ ГэВ}^{-2}$  и  $M = 2 \text{ ГэВ}$ . Отметим, что вид формулы /11/ и значения параметров соответствуют качественным чертам модели дифракционной фрагментации в теории инклюзивных реакций /см., например, /6/ /.

Регистрируемый пион является продуктом фрагментации налетающего нуклона и поэтому далее мы будем принимать как приближенно справедливое соотношение зарядовой симметрии

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}(n_d + Cu \rightarrow \pi^- + \dots) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}(p_d + Cu \rightarrow \pi^+ + \dots). \quad /12/$$

Фермиевское движение нуклонов в дейтоне определяется волновой функцией дейтона в импульсном представлении.

При расчетах мы использовали два варианта волновых функций: с отталкивающим "кором" /7/ и без него /8/ /явный вид функций приведен в Приложении 1/. Сечение инклюзивного образования  $\pi^{\pm}$ -мезонов протонами на ядре меди в принципе может быть взято из эксперимента. Поскольку данные имеются лишь в ограниченной области значений переменной  $x$ , где эффекты фермиевского движения нуклонов в ядре-мишени несущественны, мы провели также вычисления с двумя простейшими вариантами для функции импульсного распределения нуклонов в тяжелом ядре:

$$W(\vec{p}) = \begin{cases} \text{const}, & |\vec{p}| \leq p_F = 0,26 \text{ ГэВ/с} \\ (a) \cdot 0 & \\ (\delta) |\Psi_d(\vec{p})|^2 & |\vec{p}| > p_F. \end{cases} \quad /13/$$

Функция  $W(\vec{p})$  нормирована условием

$$\int d^3 p W(\vec{p}) = 1, \quad /14/$$

откуда может быть найдено значение константы в /13/ для случаев /а/ и /б/.

Выражение /13а/ соответствует модели вырожденного ферми-газа, /где  $p_F$  - граничный импульс ферми-сферы/.

По современным представлениям, распределение нуклонов в ядре при больших импульсах внутреннего движения определяется парной корреляцией нуклонов на малых расстояниях. Вариант /б/ в /13/ соответствует предположению, что импульсное распределение нуклонов в "квазидейтоне" /т.е. скоррелированной паре; нуклонов, находящихся на малых расстояниях друг от друга/ совпадает с распределением в свободном дейтоне.

Функция  $W(\vec{p})$  была использована для вычисления отношения

$$\eta = \frac{\int d^2 \sigma (d + N(\vec{p}) \rightarrow \pi^- + \dots) W(\vec{p}) d^3 p}{\int d^2 \sigma (p + N(\vec{p}) \rightarrow \pi^- + \dots) W(\vec{p}) d^3 p} \quad /15/$$

при энергиях дейтонов и нуклонов, указанных в табл.1. Сечение  $dN$ -взаимодействия в числителе /15/ представляется согласно модели импульсного приближения в виде суммы сечений нуклон-нуклонного взаимодействия аналогично выражению /7/.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты наших расчетов суммированы в табл. 1 и представлены на рис. 2.

Для определения сечения  $\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d p_\pi} (p+p \rightarrow \pi + \dots)$  и функции  $\rho(x, p_\perp)$ , которые связаны между собой соотношением /5/, мы использовали экспериментальные данные по образованию пионов в  $pp$ -взаимодействиях при импульсах протонов 12,5<sup>/9/</sup>; 18,5<sup>/10/</sup>; 19,2<sup>/11/</sup> и 30 ГэВ/с<sup>/12/</sup> а также низкоэнергетические данные при 3,7 ГэВ/с<sup>/3/</sup>. В Приложении 2 приведена использованная нами эмпирическая формула для функции  $\rho(x, p_\perp = 0)$ . На рис. 3 зависимость  $\rho = \rho(x)$  показана графически для двух случаев, когда с целью эмпирической подгонки параметров использовались высокоэнергетические /9-12/ /сплошная кривая/ и низкоэнергетические данные /13/ /пунктирная кривая/.

Чтобы получить сечение  $\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d \Omega} (n+p \rightarrow \pi^- + \dots)$  в существенной для нас области  $x \rightarrow 1$ , мы использовали соотношение зарядовой симметрии типа /12/ и приближенную эмпирическую формулу

$$\frac{d^2 \sigma (p+p \rightarrow \pi^+ + \dots)}{d^2 \sigma (p+p \rightarrow \pi^- + \dots)} \Big|_{x > 0,5} \approx 0,74 \exp(2,34 x), \quad /16/$$

которая согласуется с данными работы /11/.

Сравнение экспериментальных значений  $\eta_{\text{эксп}}$  с различными вариантами учета фермиевского движения нуклонов в дейтоне и ядре меди содержится в табл. 1. Сопоставление значений  $\eta_1$  и  $\eta_2$  в 5 и 6 колонках этой таблицы показывает, что наличие короткодействующих корреляций нуклонов квазидейтонного типа в ядре-мишени несущественно. Наличие твердого "кора" в волновой функции дейтона увеличивает выход "подпороговых" пионов на 30-50% /ср. значения  $\eta_1$  и  $\eta_3$  в 5 и 7 колонках/.

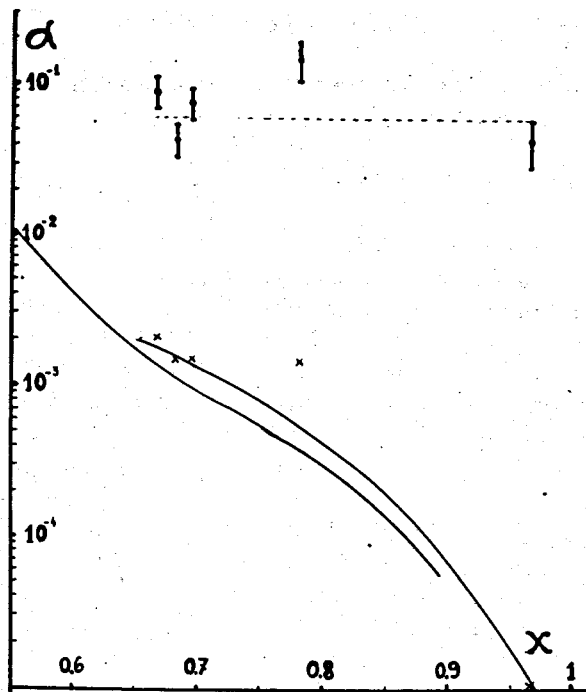


Рис. 2. Сравнение экспериментальных значений  $\alpha(x_d)$  с расчетом. Точки - экспериментальные данные /2/. Верхняя кривая соответствует волновой функции дейтона с "кором", нижняя - без "кора" /импульс дейтонов 10 ГэВ/с/.

Наибольшую величину имеют расчетные значения  $\eta_4$  8 колонка/, когда для эмпирической подгонки выхода пионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях используются низкоэнергетические данные при 3,7 ГэВ/с /13/. Но даже в этом случае результаты модельного расчета приблизительно на порядок меньше экспериментальных значений  $\eta_{\text{эксп}}$  /4 колонка/. Чтобы подчеркнуть качественное отличие предсказаний модели импульсного приближения от возможного масштабно-инвариантного поведения сечения "кумулятивного" /2/ образования

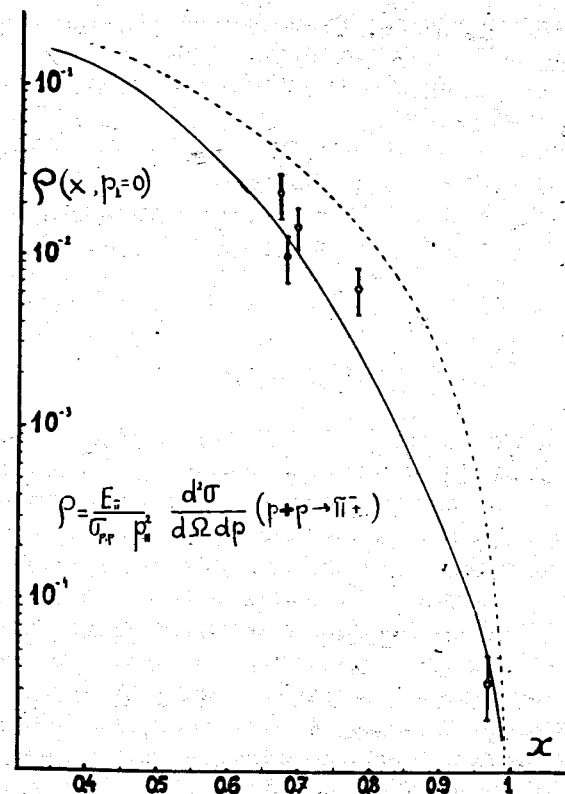


Рис. 3. Инвариантный выход пионов. Сплошная кривая соответствует функции  $\rho(x, p_{\perp}=0)$ , заданной в Приложении 2. Пунктирная кривая дает выход пионов в реакции  $p+p \rightarrow \pi^+ \dots$  при 3,7 ГэВ/с /12/. Точки соответствуют значениям, согласно /2/:

$$\rho_{\text{эксп.}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (d + Cu \rightarrow \pi^- + \dots) \times [\alpha(x_d) \cdot p_{\pi} \cdot \sigma_{\text{tot}}(pCu)]^{-1}$$

пионов в ядерных реакциях, мы приводим на рис. 2 ход расчетной кривой и сравнение с экспериментом. Нижняя кривая соответствует использованию волновой функции дейтона без "кора" /7/, а верхняя - с "кором" /8/. Из рисунка видно, что величина  $\alpha(x)$ , вычисленная согласно



рассматриваемой модели, примерно на два порядка меньше экспериментальных значений и сильно падает с ростом  $x$ , тогда как экспериментальные значения  $\alpha(x)$  приблизительно постоянны.

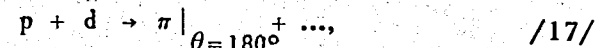
Полученные результаты позволяют сделать вывод, что модель импульсного приближения может, по-видимому, претендовать на описание эксперимента лишь в области  $x_d \leq 0,5$ . В области  $x_d > 0,65$  она дает результаты, более чем на порядок отличающиеся от экспериментальных данных /1,2/.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы не ставили перед собой задачу подробного рассмотрения эффектов, связанных с прохождением падающих и образующихся частиц через ядерную "среду", хотя, как известно, они оказывают весьма существенное влияние на наблюдаемые характеристики спектров вторичных частиц. Учитывая, что при вычислении отношения сечений образования пионов протонами и дейтонами, на одном и том же ядре происходит частичная компенсация влияния поглощения частиц в ядерном веществе, мы полагаем, что более точный учет всех этих эффектов не сможет изменить основного вывода настоящей работы о том, что фермиевское движение нуклонов в ядрах не объясняет наблюдаемых характеристик инклюзивного образования высокоэнергетических пионов, являющихся продуктом фрагментации ядра "как целого" /1,2/. Более того, учет вторичных взаимодействий и поглощения частиц в ядре может, скорее, только уменьшить вычисленную нами величину  $\eta$  теор. при тех же самых предположениях о механизме реакции, поскольку сечение  $dN$ -взаимодействия больше сечения  $NN$ -взаимодействия /следовательно, и коэффициент поглощения дейтонов больше/ и, кроме того, вклад образования пионов от вторичных актов взаимодействия частиц в ядре больше для реакции, вызванной протонами, чем для дейтон-ядерной реакции при одинаковых начальных энергиях падающих частиц.

В заключение мы хотели бы отметить особую важность детального изучения "кумулятивного" /2/ обра-

зования пионов в дейтон-нуклонных взаимодействиях. Дейтон является простейшим и наиболее хорошо изученным ядром. Теоретический анализ  $Nd$ -взаимодействий намного проще из-за отсутствия сложных процессов взаимодействия вторичных частиц в тяжелых ядрах. Кроме того, для этой цели можно использовать взаимодействие протонов с дейтонной мишенью в широком интервале начальных энергий падающих протонов. Задача сводится к измерению выхода пионов в направлении назад в лабораторной системе



когда импульс регистрируемых пионов существенно превышает кинематическую границу, достижимую в реакции столкновения со свободным нуклоном



В качестве примера на *рис. 4* приведены ожидаемые кривые выхода  $\pi^-$  в реакции /17/ при импульсе падающих протонов  $10 \text{ ГэВ/с}$ . Сплошная кривая соответствует предположению о постоянстве /см. формулу /6// отношения  $\alpha(x)$  инвариантных функций одночастичных распределений пионов в  $NN$ - и  $Nd$ -взаимодействиях при одинаковых значениях масштабной переменной  $x$ . Пунктирная кривая представляет расчет по модели импульсного приближения с учетом фермиевского движения нуклонов в дейтоне. Из *рис. 4* видно, что в области  $p_\pi \approx 0,4 \text{ ГэВ/с}$ , где  $x \approx 0,5$  и реакция /17/ может идти на квазисвободном нуклоне, модель импульсного приближения дает вклад, сравнимый с вкладом "кумулятивного" механизма. Из-за быстрого убывания вклада фермиевского механизма с ростом  $p_\pi(x_d)$  в эксперименте должно наблюдаться резкое изменение величины сечения инклюзивной реакции /17/ в районе  $x_d \approx 0,5$ .

Авторы выражают благодарность А.М.Балдину и В.С.Ставинскому за постоянную поддержку, внимание к работе и полезные дискуссии.

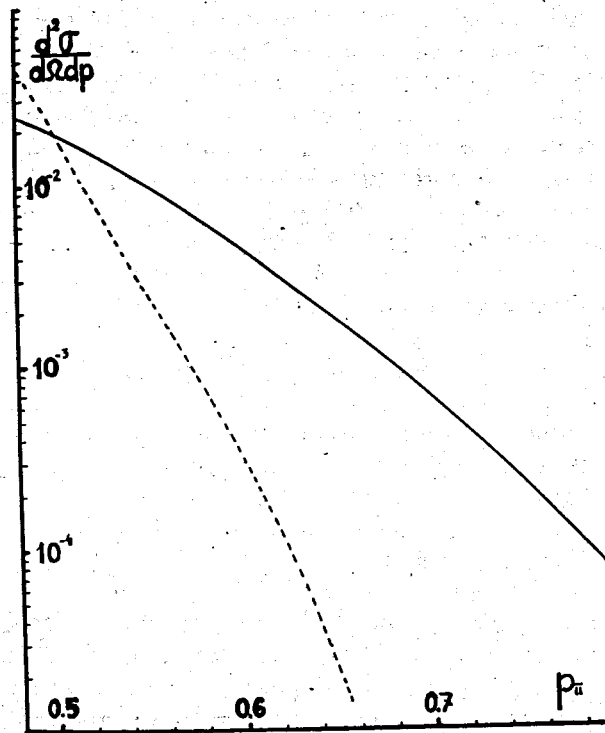


Рис. 4. Выход пионов под углом  $180^\circ$  в реакции  $p/10 \text{ ГэВ}/c + d \rightarrow \pi + \dots$ . Сплошная кривая - ожидаемый выход согласно /5/ при  $a=0,06$ , пунктирная - расчет в модели импульсного приближения

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega dp} \right] = \text{мбн/ср. /ГэВ}/c, \quad [p_\pi] = \text{ГэВ}/c$$

### ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Стандартная форма волновой функции дейтона в координатном представлении имеет вид

$$\Psi_d(\vec{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_{101}^M + \frac{w(r)}{r} Y_{121}^M,$$

где  $Y_{JLS}^M$  - обычные спин-угловые функции /см., например, /14/ /. Мы использовали волновую функцию без

твёрдого "кора", которая приводится в работе Мак-Ги /8/:

$$u(r) = N \left( e^{-ar} + \sum_{j=1}^4 c_j e^{-\epsilon_j r} \right)$$

$$w(r) = \rho N \left( \text{arh}_2(iar) + \sum_{j=1}^5 c'_j (\epsilon'_j r) h_2(\epsilon'_j r) \right),$$

где  $h_2(ix)$  - сферическая функция Ханкеля

$$x h_2(ix) = e^{-x} (1 + 3/x + 3/x^2),$$

$$a = 0,2338 \text{ ф}^{-1}, \quad N = 0,8896 \text{ ф}^{-1/2}, \quad \rho = 0,0269.$$

Значения  $c_j$  и  $\epsilon_j$  сведены в следующую таблицу:

j	$\epsilon_j / a$	$c_j$	$\epsilon'_j / a$	$c'_j$
1	5,733	-0,63608	4,833	-20,34
2	12,844	-6,615	10,447	-36,60
3	17,331	+15,2162	14,506	-123,02
4	19,643	-8,9651	16,868	+305,11
5	-	-	21,154	-126,16

Параметризация волновой функции дейтона, которая соответствует модифицированному потенциалу Хамады-Джонсона с твёрдым "кором", приведена в работе /7/:

$$u(r) = e^{-ar} (1 - e^{-\delta(r-r_c)}) \sum_{j=1}^8 c_j e^{-(j-1)\mu r}$$

$$w(r) = e^{-ar} (1 + 3/ar + 3/a^2 r^2) (1 - e^{-\rho(r-r_c)}) \sum_{j=1}^6 d_j e^{-(j-1)\mu r},$$

где  $u(r) = w(r) = 0$  при

$$\mu = 0,7082 \phi^{-1}, \quad \alpha = 0,2317 \phi^{-1}, \quad \delta = 5,4 \phi^{-1}, \quad \rho = 3,6 \phi^{-1},$$

$$c_1 = 0,88515, \quad c_2 = -0,07080, \quad c_3 = -0,86471, \quad c_4 = 0,05132,$$

$$c_5 = -0,65931, \quad c_6 = -10,462, \quad c_7 = 26,243, \quad c_8 = -16,124,$$

$$d_1 = 0,02339, \quad d_2 = -0,05448, \quad d_3 = 0,01663, \quad d_4 = 0,03774,$$

$$d_5 = -0,01139, \quad d_6 = -0,01580.$$

Численные значения  $c_j$  и  $d_j$  даются в единицах  $\Phi^{-1/2}$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Экспериментальные данные /9-12/ аппроксимировались функцией

$$\rho(x, p_{\perp}) = F(x) \exp[a_6(-p_{\perp} + p_{\perp} x - p_{\perp}^2 x^2)],$$

где

$$F(x) = a_1 \frac{\exp(-a_2 x)}{1 + \exp\left(\frac{x - a_3}{a_4}\right)} (1 - x)^{a_5}.$$

Анализ по методу максимального правдоподобия для  $x > 0,5$  дал следующие значения параметров / $\chi^2 = 150$ , 91 точка/:

$$a_1 = 0,92 \pm 0,3$$

$$a_2 = 3,9 \pm 0,9$$

$$a_3 = 0,65 \pm 0,03$$

$$a_4 = 0,083 \pm 0,005$$

$$a_5 = 0,69 \pm 0,17$$

$$a_6 = 6,12 \pm 0,04.$$

Экспериментальные данные /13/ аппроксимировались функцией:

$$\rho(x, p_{\perp}) = a_1 (1-x)^{a_3} \exp(-a_2 x) \exp(a_4(-p_{\perp} + p_{\perp} x - p_{\perp}^2 x^2)).$$

Для  $\chi^2 \approx 14/20$  точек/ получилось следующее значение параметров:

$$a_1 = 0,81 \pm 0,26$$

$$a_2 = 0,8 \pm 0,3$$

$$a_3 = 2,2 \pm 0,35$$

$$a_4 = 6,12 / \text{фиксированный параметр}/.$$

## Литература

1. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.С.Свиридов, В.С.Ставинский, М.И.Яцуца. Препринт ОИЯИ Р1-5819, Дубна, 1971.
2. А.М.Балдин, С.Б.Герасимов, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.С.Ставинский, М.И.Яцуца. ЯФ, 18, 79 /1973/.
3. D.E.Dorfan, J.Eades, L.M.Lederman, W.Lee, C.C.Ting, P.Pirau, S.Smith, J.L.Brown, J.A.Kadyk, G.H.Trilling. Phys.Rev.Lett., 14, 995 (1965).
4. M.Bander. Nucl.Phys., 51 (1973) 145.
5. А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике, 1, 35 /1971/.
6. M.Jacob, K.Slansky. Phys.Rev., D5, 1847 (1972).
7. J.Hamberstone, J.S.Wallarce. Nucl.Phys., A141, 362 (1970).
8. I.J.McGee. Phys.Rev., 151, 772 (1966).
9. G.W.Akerlof, D.G.Grabb, T.L.Day, N.P.Johnson, P.Kalbari, A.D.Krisch, A.T.Lin, M.L.Marshak, J.K.Randolph, P.Schmueser, A.L.Read, K.W.Edwards, I.G.Asbury, G.T.Mermer, L.G.Rather. Phys.Rev., D3, 645 (1971).
10. D.Dekkers, J.A.Geibel, R.Mermod et al. Phys.Rev., 137B, 962 (1965).
11. J.V.Allaby, F.Binon, A.N.Diddens et al. CERN 70-12.
12. A.W.Anderson, E.J.Eleser, G.B.Collins et al. Phys.Rev.Lett., 9, 198 (1967).
13. S.J.Lindenbaum, L.C.L.Yuan, A.C.Melissionos, G.G.Fogia, Y.Yamanauchi. Phys.Rev.Lett., 7, 454 (1961).
14. J.M.Blatt, V.F.Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York, 1952, ch. 2.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 января 1974 года.