

**РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
И КВАНТОВАЯ
ХРОМОДИНАМИКА**



**IX Международный
семинар
по проблемам
физики
высоких энергий**

1988 ДУБНА



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д1,2-88-652

Труды
IX Международного семинара
по проблемам физики высоких энергий

(14-19 июня 1988 г., Дубна)

ТОМ 1

Proceedings
of the IX International Seminar
on High Energy Physics Problems

(June 14-19, 1988, Dubna)

VOLUME 1

Дубна 1988

РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ И ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР НА НУКЛОНЫ

В.С.Ставинский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В этой работе мы рассмотрим наиболее информативные экспериментальные данные по взаимодействиям адронов, которые по постановке эксперимента, определяющей кинематические переменные реакции, могут дать информацию о кварковой структуре ядер ^{1/1}.

Возможность изучать экспериментально кварковую структуру адронов и ядер, в частности, на расстоянии порядка 10^{-14} см, основана на двух предположениях, требующих детальной проверки:

(х) импульс и угол эмиссии, рожденной во взаимодействии частицы, соответствуют, по определенному алгоритму, кинематическим характеристикам кварка-прародителя.

(хх) в таких постановках эксперимента эффекты ослабления потоков частиц до взаимодействия и перерасеяния в конечном состоянии, составляющие основу традиционных подходов использования ядра как мишени-анализатора, несущественны.

В этих предположениях проведен анализ накопленного экспериментального материала по кумулятивному рождению частиц в различных теоретических подходах ^{2/}. Из цитируемых работ следует, что вероятность наблюдения инклюзивных частиц определяется кварк-партоновой структурной функцией ядра $G(x)$. При этом функция распределения жестких кварков по импульсам $G(x)$ обусловлена либо малонуклонными корреляциями, либо, в области больших X , с добавлением нового объекта-флуктона (Bq , $9q$ и т.д. состояния).

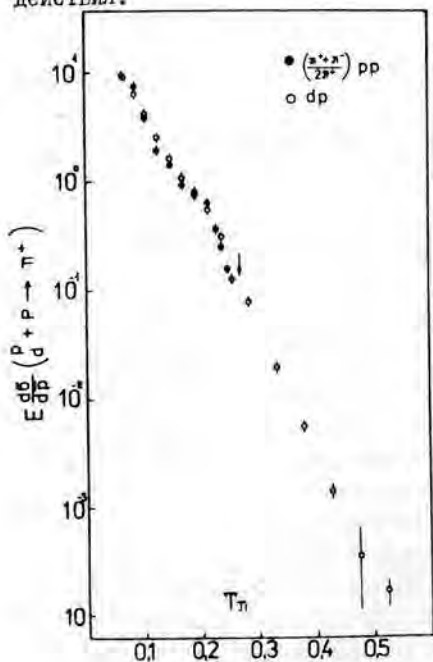
В любом случае, в конечном итоге, универсальное поведение спектров вторичных частиц определяется универсальной функцией одной переменной X . Естественно отождествить эту функцию со структурной функцией ядра $G(X)$. В этом смысле среди всех теоретических работ необходимость исследования структурной функции ядра для понимания экспериментальных данных наиболее четко сформулирована в работе ^{3/}.

Цель настоящего обзора состоит в том, чтобы систематизировать экспериментальный материал, необходимый для дальнейшего теоретического анализа, и проиллюстрировать новый подход к проблеме кумулятивного рождения частиц и частиц с большим поперечным импульсом ^{4/}.

КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

На основе автомодельности и аналогии с точечным взрывом /1/ было сделано предсказание о величине сечения рождения пионов при взаимодействии релятивистских ядер в области кинематических переменных за пределами нуклон-нуклонной кинематики. Первое упрощенное представление о механике рождения пионов ядрами дейтерия /5/ подтвердило предсказание о масштабно-инвариантном подобии спектров пионов в дейтрон-ядерном и нуклон-ядерном взаимодействии в зависимости от переменной P_{π} / P_{π}^{max} (в этой переменной для дейтрон-ядерного взаимодействия P_{π}^{max} (D) максимально возможный импульс рожденного пиона, когда вся кинетическая энергия дейтрона как целого передается рожденной частице). Однако, очевидно, что спектры вторичных частиц для фрагментации ядра урана не могут быть универсальными по переменной $P_{\pi} / P_{\pi}^{max}(U)$, где $P_{\pi}^{max}(U)$ -максимальный импульс рожденного пиона, которому передана кинетическая энергия всех нуклонов ядра урана.

С другой стороны, в первом приближении, пока энергия рожденных пионов не превышает максимально возможную в нуклон-нуклонном взаимодействии, энергетический спектр должен повторять спектр NN - взаимодействия.



На рис. I показаны экспериментальные данные по энергетической зависимости (кинематическая энергия пионов в ГэВ) для угла наблюдения 180° /6, 15/ инвариантных сечений пионов в $d-p$ - и pp -взаимодействиях, при импульсе сталкивающихся частиц 8,9 ГэВ/с на нуклон. Открытый символ - $d-p$ -взаимодействие, закрытый - полусумма сечений рождения положительных и отрицательных пионов в pp -взаимодействии. Из рис. I видно, что в области кинематики NN- взаимодействия (почти до кинематического предела, на рисунке показан стрелкой) сечения рождения пионов практически совпадают.

Новое явление, совершенно неожиданное с точки зрения традиционных представлений о ядре, состоит в том, что, как видно из рисунка I,

при энергиях рожденных пионов ядрами дейтерия при $T > T^{max}(NN)$ параметр наклона спектра (среднее значение T по спектру) остается почти таким, как в NN -взаимодействии. Такой же характер энергетических зависимостей был получен и для других ядер ^{/7,8/}, причем эти измерения были выполнены при разных импульсах на нуклон взаимодействующих ядер 4,45; 6,3; 8,9 ГэВ/сН .

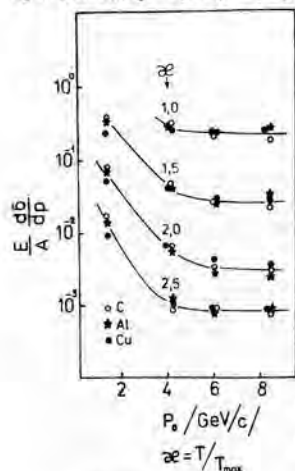


Рис.2

На рис.2 эти инклюзивные сечения показаны вместе с данными работы ^{/8/} для импульса 1,5 ГэВ/сН . Из рис.2 видно, что, начиная с импульсов на нуклон ~ 4 ГэВ, сечение рождения пионов в кинематической области $T > T^{max}(NN)$ стремится (сверху) к константе. Причем, это масштабно-инвариантное поведение инвариантных сечений, нормированных на нуклон ядра в первом приближении, не зависит от атомного веса ядра (C, Al, Cu). В дальнейшем был исследован большой набор ядер ^{/9/}, где было твердо и впервые для адронных процессов установлено, что инклюзивные сечения пропорциональны объему ядра.

Таким образом, отмеченные выше экспериментальные факты:

- 1) приближенное равенство параметра наклона, характеризующего экспериментальный спектр рожденных частиц при $T < T^{max}(NN)$ и $T > T^{max}(NN)$;
- 2) масштабно-инвариантный характер инклюзивных сечений при $T > T^{max}(NN)$ в зависимости от переменной $T/T^{max}(NN)$;
- 3) пропорциональность инклюзивных сечений объему ядра (усиленная A-зависимость) позволяют заключить, что в ядро-ядерных столкновениях обнаружено новое явление, получившее название кумулятивный эффект.

По существу каждый из трех пунктов представляет собой новый и нетривиальный факт, однако они объединены одним общим предсказанием ^{/1/}, основанным на локальном характере ядро-ядерных взаимодействий, и были предсказаны до их экспериментального обнаружения.

КВАРК-ПАРТОННАЯ СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ ЯДРА

С точки зрения современных представлений о взаимодействии адронов импульсные распределения вторичных частиц соответствуют импульсным распределениям конstituентов (кварков). Естественно было предположить, что наблюдаемая универсальность и независимость от первичной энергии спектров наблюдаемых кумулятивных адронов соответствует импульсному распределению кварков в ядре ^{/10/}.

Анализ экспериментальных данных /11/ по кумулятивному рождению частиц в переменных $X^{1/2}$ и P_1^2 показал, что обнаруживается приближенная ($\pm 15\%$) факторизация зависимостей инклюзивных сечений

$$\frac{1}{A_n} E \frac{d^6}{d^3p} = G_0 G(x) \cdot \Psi(P_1^2), \quad (1)$$

причем

$$\Psi(P_1^2) = 0.9 e^{-2.7 P_1^2} + 0.1, \quad (2)$$

A_n - атомный вес ядра-излучателя и $G(x)$ - его кварк-партоновая структурная функция.

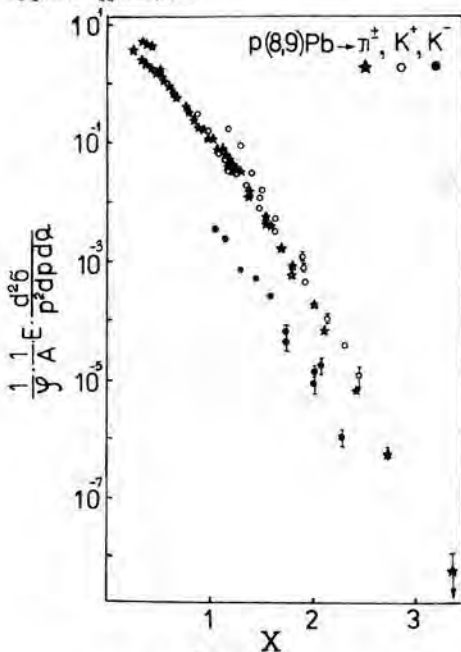


Рис.3

структурной функцией ядра. Функция $G(X)$ для $X > 1$ имеет простой экспоненциальный вид

$$G(x) \sim \exp(-x/\langle x \rangle), \quad (3)$$

где $X \approx 0,14$.

На рис.5 приведены экспериментальные данные по отношениям структурных функций для разных частиц при $X > 1$, полученные из кумулятивного рождения и при $X < 1$ по данным работы /13/.

Из рисунка 5 видно, что:

На рис.3 приведена найденная из соотношения (1) кварк-партоновая структурная функция ($G_0 G(x)$) для ядра свинца в зависимости от переменной X , а на рис.4 показаны экспериментальные данные для разных углов наблюдения в зависимости от кинетической энергии инклюзивной частицы (π^+ , K^+ , \tilde{P}), использованные для рис.3. Из сопоставления рисунков 3 и 4 можно сделать очень важный вывод: кумулятивное рождение частиц, сильно зависящее от угла наблюдения инклюзивной частицы, ее энергии и сорта (рис.4), в переменной X (рис.3) характеризуется единой функцией

$G(x)$, которую естественно отождествить с кварк-партоновой

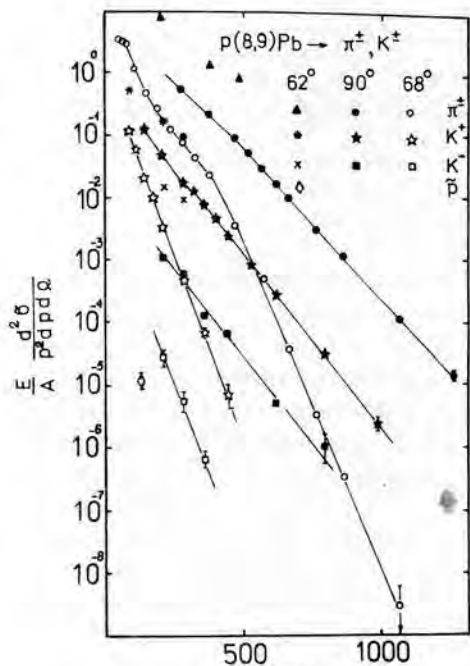


Рис. 4
 $T_1 = \frac{m}{2} v_{ik}$

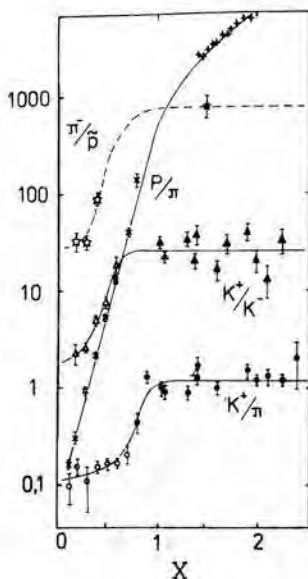


Рис. 5

1. Все структурные функции при $X > 1$ имеют одинаковую аналитическую зависимость от X ;

2. отношение структурных функций K^+/π^+ при $X > 1$ близко к единице, что естественно ожидать из простой фрагментационной модели ^{II}, так как K^+ и π^+ -мезон содержат одинаковые валентные кварки;

3. отношение структурных функций $K^+/K^- \approx 20+30$, что можно понять из фрагментационной модели как подавление морских кварков, но независимость этого отношения от X говорит о том, что в жесткой части спектра зависимости от X для валентных и морских кварков тождественны;

4. рассматриваемые отношения структурных функций при $X < 1$ в зависимости от аргумента плавно переходят к асимптотическим величинам в кумулятивной области;

5. наблюдается интересная закономерность "квантования" отношений структурных функций в кумулятивной области

$$\frac{K^+}{\pi^+} \sim 1; \quad \frac{K^+}{K^-} \sim 30; \quad \frac{\tilde{P}}{\pi^-} \sim 900.$$

Следует особо подчеркнуть, что найденная из анализа данных по кумулятивному рождению частиц зависимость от P_1^2 (2) очень слабая. Можно думать, что учет влияния структурной функции снаряда в простой зависимости (1) даст еще более слабую зависимость от P_1 .

Таким образом, можно сделать общий вывод, что экспериментальные величины инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц, как основные закономерности данных, так и детали, обусловленные энергетическими и массовыми поправками, описываются кварк-партоновой структурной функцией ядра.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения частиц Π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p} , d на ядрах A_N (излучатель) при бомбардировке их ядрами A_C (снаряд):

$$A_C + A_N \rightarrow \Pi^{\pm}, K^{\pm}, p^{\pm}, d \quad (4)$$

мы будем характеризовать инвариантными величинами, равными

$$\frac{1}{A_N} E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} = \frac{1}{A_N} \cdot \frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^3\sigma}{dp d \cos \theta d\psi} = \frac{1}{A_N} 2\alpha \frac{d^3\sigma}{d\alpha dp_1^2 d\psi} \quad (5)$$

в единицах $[mb \text{ ГэВ}^{-2} \text{ ср}^{-1}]$.

В качестве ядер-сварядов использовались p, d, C, Cu, Pb . В качестве ядер-излучателей изучен широкий набор ядер, из которых основные H, D, He, Al, Pb .

Ядро водорода необходимо для получения данных по нуклон-нуклонным столкновениям, т.е. "элементарного акта", необходимого для сопоставления с данными по ядро-ядерному взаимодействию. В различного рода некваковых подходах эти данные используются в чистом виде с предположением о внутриядерном движении нуклонных степеней свободы. Ядро дейтерия интересно в этом отношении тем, что это единственный объект, для которого известна волновая функция в нуклонных степенях свободы $1/14$. Ядро гелия легчайшее из ядер, для которого имеющиеся на опыте максимальные величины переменной X еще не превзошли атомный вес ($A_N = 4$). Ядра алюминия представляют собой простейшие из сформировавшихся в смысле распределения ядерной плотности ядра и для исследования влияния протяженной ядерной среды используются ядра свинца. Эти ядра изучены наиболее подробно.

Для изучения A -зависимости рождения частиц использовался широкий набор ядер, включая разделенные изотопы:

$$\begin{array}{ccccccc} Li^6, Be, Mg, Si, & Fe^{54}, & Ni^{58}, & Cu, Zn^{64}, & Sn^{112}, & Sm^{144}, & W^{182}, U \\ & Fe^{56}, & Ni^{64}, & & Sn^{118}, & Sm^{154}, & W^{186} \\ & Fe^{58}, & Ni^{64}, & & Sn^{124}, & & \end{array}$$

Величины инклюзивных сечений приведены для данного угла наблюдения и импульса инклюзивной частицы (θ, p) в системе ядра-излучателя (A_N) для разных импульсов на нуклон ядра-снаряда. Графическое представление данных выполнено в переменной $S_{min}^{1/2}$ - минимальной энергии столк-

входящихся конститuentов, необходимой для рождения инклюзивной частицы /15/.

Аргумент $S_{min}^{1/2}$ есть нетривиальное обобщение переменной X_M - минимальной массы мишени, которую мы нашли в предположении, что $X_C = I$. В общем случае

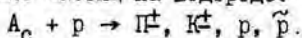
$$S_{min}^{1/2} = \left\{ (X_C P_C + X_M P_M)^2 \right\}^{1/2} \quad (6)$$

Обобщение переменной X_M состоит в том, что теперь мы находим минимум не только по величине X_M , но фактически по величинам X_C и X_M . Для процессов кумулятивного типа оказывается, что X_C мало, порядка отношения энергии рожденной частицы к энергии снаряда, так что $S_{min}^{1/2}$ в основном определяется массой мишени.

Экспериментальные данные по реакции (4) мы разбиваем на две группы. Группа А - рождение частиц и группа В - диссоциация на нуклоны и дейтроны.

А. РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

§ I Рождение частиц на водороде:



В качестве ядра-снаряда использовались либо протоны с импульсом 8,9 ГэВ/с, либо дейтроны с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон.

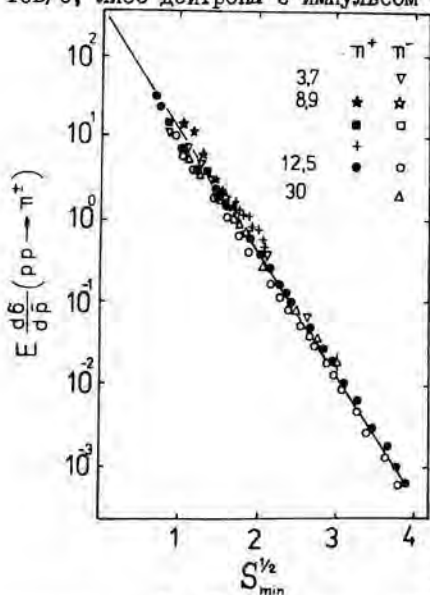


Рис. 6
первичных протонов 12,5 ГэВ/с /17/ и символами (Δ) показана энергетическая зависимость (2,9 + 9,4 ГэВ/с) для угла наблюдения Π мезонов $9,2^\circ$ для первичных протонов с энергией 30 ГэВ/18/.

На рис. 6 показана зависимость инклюзивных сечений pp -взаимодействия вместе с данными работ при разных энергиях в функции минимальной энергии $S_{min}^{1/2}$. Символом (∇) показан энергетический спектр (от 0,3 до 1,3 ГэВ/с) Π -мезонов под углом эмиссии 32° для первичных протонов с импульсом 3,72 ГэВ/с/16/. Символами (\star (\square), \star (\square)) показаны энергетические зависимости для угла наблюдения 180° (62°) для Π^+ и Π^- мезонов соответственно и ($+$) - угловая зависимость для pp -взаимодействия при импульсе 8,9 ГэВ/с. Символами (\bullet) и (\circ) показана угловая зависимость ($0^\circ + 33^\circ$) для импульса $\sim 3,5$ ГэВ/с Π^+ и Π^- мезонов соответственно при импульсе

Следует заметить, что на рисунке приведены только те данные из цитируемых работ, для которых решение задачи на минимум дают величины χ_c и $\chi_n \leq I$.

На рисунке 7 показаны величины инклюзивных сечений рождения K^+ мезонов и антипротонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях в зависимости

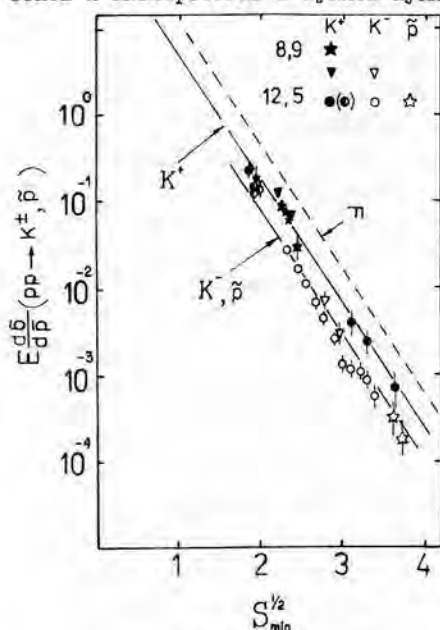


Рис.7

от минимальной энергии сталкивающихся конstituентов. Символами (\blacktriangledown) и (\triangledown) показаны экспериментальные данные по энергетической зависимости для K^+ и K^- -мезонов, символами (\star)-данные из угловой зависимости рождения K^+ -мезонов. Символами (\bullet) показана угловая зависимость ($90^\circ + 22^\circ$) для импульса $P_K \approx 3,7$ ГэВ/с и (\circ) - импульсная зависимость ($2,3 + 3,2$ ГэВ/с) для угла наблюдения 14° для K^+ -мезонов. Символами (\circ) показаны данные для K^- -мезонов (угловая зависимость ($8^\circ + 18^\circ$) для импульса $3,65$ ГэВ/с) и (\star) - данные по рождению антипротонов ($\theta \sim 8^\circ$, $p \sim 4,4$ ГэВ/с). Все приведенные данные получены при импульсе первичных протонов $12,5$ ГэВ/с [17]. Пунктиром на рисунке показана зависимость

экспериментальных сечений рождения пионов (рис.6).

Все приведенные на рисунках 6 и 7 экспериментальные данные соответствуют изменению кинематических переменных в интервалах

$$\begin{aligned} 0, I &\leq \chi_c \leq I \\ 0, I &\leq \chi_n \leq I \\ 0 &\leq P_1^2 \leq 3 \text{ (ГэВ/с)}^2 \\ 3 &\leq P_c \leq 30 \text{ ГэВ/с.} \end{aligned}$$

Как видно из рисунков 6 и 7, рассмотренные экспериментальные данные по инклюзивному рождению частиц разного сорта описываются простой экспоненциальной зависимостью от переменной $S_{min}^{1/2}$ (в ГэВ):

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_i \exp(-S_{min}^{1/2} / \langle S_{min}^{1/2} \rangle), \quad (7)$$

где $\langle S_{min}^{1/2} \rangle \approx 0,3$ ГэВ, а σ_i (мб ГэВ $^{-2}$ ср $^{-1}$) равна

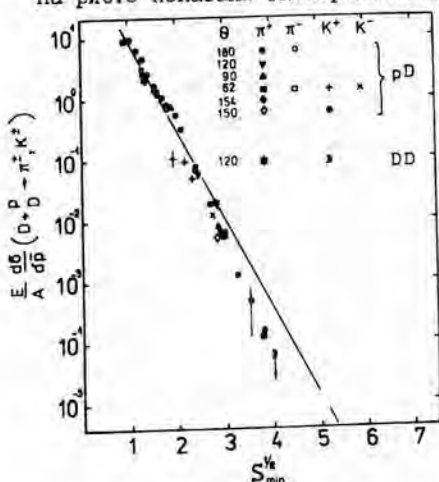
	Π^+	Π^-	K^+	K^-	p
σ_i	280	220	140	54	54

Таким образом, мы имеем простой алгоритм описания инклюзивных сечений рождения частиц в "элементарном" нуклон-нуклонном взаимодействии (соотношение (7)), который может быть использован в различных теоретических подходах для описания ядро-ядерных взаимодействий.

§ 2 Рождение частиц на дейтерии

В качестве ядра-снаряда использовались либо протоны с импульсами 8,9 ГэВ/с, либо дейтроны с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон.

На рис.8 показаны экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения Π^{\pm} и K^{\pm} -мезонов в зависимости от $S_{min}^{1/2}$ (в ГэВ). Линия на рисунке соответствует экспериментальным данным $pp \rightarrow \Pi^+$ из предыдущего параграфа. Как видно из обозначений на рисунке, наиболее подробные данные получены для Π^+ -мезонов. Вся совокупность экспериментальных данных описывается единой зависимостью от $S_{min}^{1/2}$. Таким образом, можно говорить о том, что имеется полная информация о рождении частиц на ядрах дейтерия:



1. разные первичные энергии (4,45 и 8,9 ГэВ/с);

2. разные ядра-снаряды (протоны

и дейтроны);

3. разные углы наблюдения (62° , 90° , 120° , 150° , 154° , 180°);

4. разные сорта инклюзивных частиц Π^+ , Π^- и, что особенно существенно, K^+ и K^- .

§ 3 Рождение частиц на ядрах гелия



Как и для дейтерия, для ядра гелия мы имеем практически полный опыт по инклюзивному рождению частиц разного сорта.

На рисунке 9 эти данные показаны в зависимости от $S_{min}^{1/2}$. Как видно из рисунка, экспериментальный материал получен при облучении ядер гелия протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с (а) и дейтронами с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон (с).

В первом приближении вся экспериментальная информация группируется около простой экспоненциальной зависимости, причем линией на рисунке показана зависимость, соответствующая $pp \rightarrow \Pi^+$ реакции.

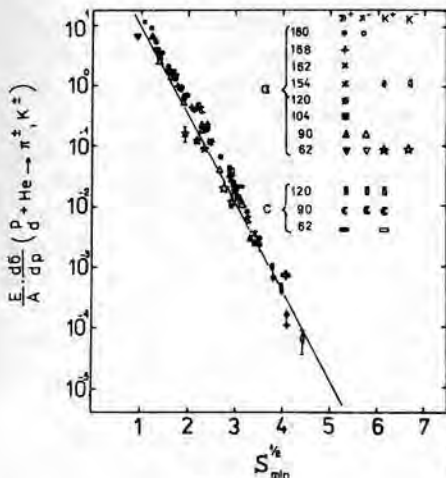


Рис. 9

рованном угле наблюдения $\Pi 9^0$ в работе /19/. Эти данные существенно проясняют ситуацию в области $X_{\text{и}} > 3$ и отражены на иллюстрациях.

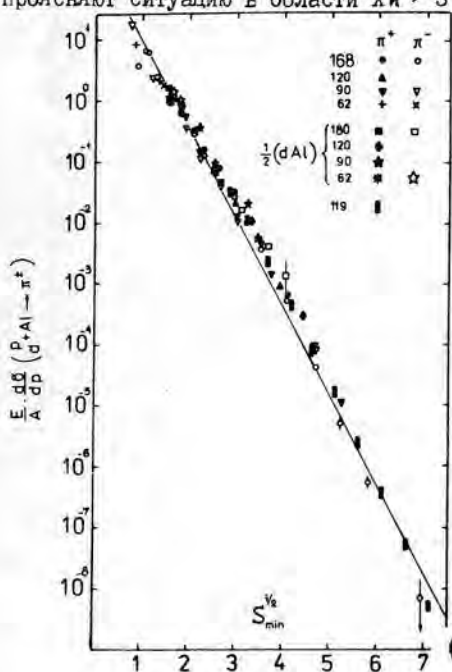
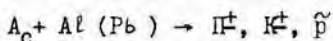


Рис. 10

лон инклюзивных сечений рождения пионов при взаимодействии с ядрами

Как видно из рисунка, в случае ядра гелия не наблюдается отклонений и при больших величинах $S_{\text{min}}^{1/2}$ (до 4,5 ГэВ).

§ 4. Рождение частиц на ядрах алюминия и свинца



В качестве ядра-снаряда (A_C) использовались протоны с импульсом 8,9 ГэВ/с и 4,45 ГэВ/с и дейтроны с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон. Наиболее точные измерения сечений рождения кумулятивных частиц при больших величинах X выполнены электронной методикой при фиксированном угле наблюдения $\Pi 9^0$ в работе /19/. Эти данные существенно проясняют ситуацию в области $X_{\text{и}} > 3$ и отражены на иллюстрациях.

На рисунке 10 показаны экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения пионов, нормированных на нуклон излучающего ядра ($A_{\text{и}}$) для алюминия и на рис. 11 для свинца. Линией показана зависимость для реакции $pp \rightarrow \Pi$.

На рис. 12 и 13 показаны данные для рождения K-мезонов и антипротонов. Через экспериментальные точки, соответствующие K^+ и K^- , проведены прямые линии с тем же наклоном (средняя линия — это данные $pp \rightarrow \Pi$).

На рисунках 10+ 13 разные углы наблюдения показаны разными символами. Угол наблюдения $\Pi 9^0$ это данные работы /19/.

Из этих иллюстраций можно сделать следующие выводы:

I. Величины нормированных на нуклон инклюзивных сечений рождения пионов при взаимодействии с ядрами

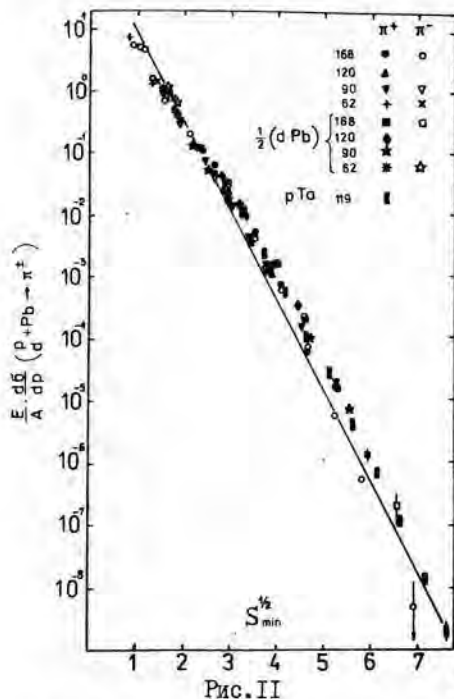


Рис. II

алюминия и свинца близки друг к другу и равны сечениям рождения пионов в $\rho\rho$ -взаимодействии в зависимости от $S_{min}^{1/2}$. При этом большие значения аргумента в кумулятивном рождении определяются малыми значениями X_C (и, следовательно, малая доля энергии снаряда определяет взаимодействие) и большими величинами X_H , а большие значения аргумента в NN -взаимодействии соответствуют большим величинам X_C .

2. Величина нормированных на нуклон инклюзивных сечений рождения K^- -мезонов и антипротонов для ядер алюминия и свинца близки друг к другу, описываются экспоненциальной зависимостью с тем же наклоном ($\langle S_{min}^{1/2} \rangle$), но β_i (в выражении (7)) равно $100 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ на нуклон.

3. Для K^+ -мезонов при сохранении параметра наклона наблюдается зависимость параметра β_i как от угла наблюдения, так и от ядра-излучателя. Эту проблему мы обсудим ниже при рассмотрении A -зависимости рождения кумулятивных частиц.

Рассмотренные в параграфах I-4 экспериментальные данные по рождению разного сорта частиц с разными энергиями под разными углами наблюдения, полученные при облучении разных ядер-излучателей ядрами-снарядами разного сорта и разных энергий, как видно из рисунков 6+13, описываются простой экспоненциальной функцией одной переменной $S_{min}^{1/2}$ — минимальной энергией сталкивающихся конstituентов (подструктур взаимодействующих ядер). Это главный и нетривиальный вывод из экспериментального материала.

§ 5. A_N -зависимость инклюзивных сечений

Мы уже отмечали выше, что при исследовании кумулятивного рождения частиц мы обнаружили усиленную (пропорционально атомному весу, а не площади ядра) A -зависимость. Поэтому мы будем рассматривать инклюзивные сечения рождения частиц, нормированные на атомный вес ядра ($\frac{1}{A_N} E \frac{d\sigma}{d\Omega}$), чтобы рассмотреть детали отклонения от пропорциональности A_N .

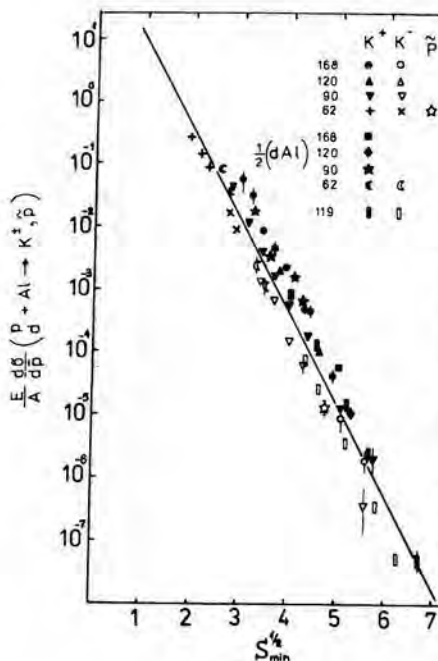


Рис. 12

изотопы) к ядру свинца для рождения Π^+ -мезонов (\bullet) с $\chi_{\Pi}^{(\pi)} \sim 1,3$ (импульсы 0,500 ГэВ/с, угол наблюдения 180°). Ядра облучались протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Символом (o) показано отношение сечений рождения Π^- и Π^+ для каждого из изученных ядер. Символами (\blacktriangle) и (\blacktriangleleft) показаны соответствующие величины для близких значений χ_{Π} из работы /19/.

Во-первых, из рисунка видно, что есть согласие в экспериментальных данных разных работ.

Во-вторых, видно, что в деталях A -зависимость очень нерегулярна: сечение для ближайших ядер-изотопов изменяется сильнее, чем усредненный характер зависимости.

Более того, для удобства мы будем рассматривать отношения этих сечений, взяв за нормирующее ядро свинца. На рис. 14 приведены отношения

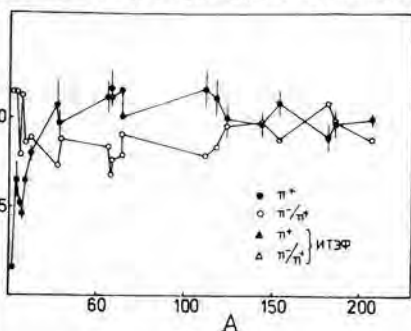


Рис. 14

нормированных на A_{Π} инклюзивных дифференциальных сечений для данного ядра A_{Π} (из приведенного выше списка, включая разделенные

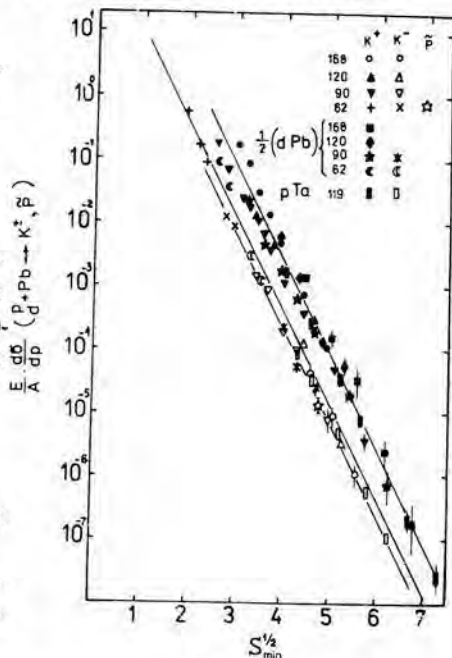


Рис. 13

В-третьих, заметно отклонение от единицы для легких ядер, слабое превышение над единицей для средних и подавление Π^- -мезонов по сравнению с Π^+ для ядер среднего атомного веса.

Из рисунка видно, что ошибки измерений велики, они сравнимы с масштабом нерегулярностей. Однако, поскольку выход протонов, регистрируемых установкой, одновременно с Π^- -мезонами на два порядка больше, то для них с точностью порядка одного процента был установлен изотопический эффект: выход протонов и ядер-изотопов не зависит от избытка нейтронов 7,9 . Затем было показано 20 , что выход нейтронов не зависит от избытка протонов.

Для детального исследования этого явления на пионах была набрана статистическая точность на уровне одного процента для сечений рождения Π^+ и Π^- -мезонов. Измерения выполнены для импульса пионов 0,500 ГэВ/с с углом наблюдения 120° при облучении ядер протонами с импульсом 4,45 ГэВ/с. Эти данные показаны на рис. 15. На этом же рисунке показаны данные для K^+ вместе с аналогичными измерениями, выполненные в работе 19 , а также приведена для сопоставления кривая (указаны стрелкой p) для A -зависимости выхода протонов.

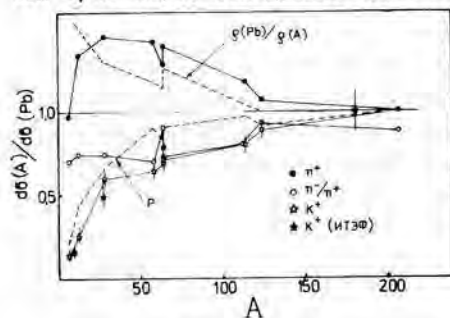


Рис. 15

Из рисунка видно, что:

1. Величины сечений, полученные в разных работах, совпадают;
2. A -зависимости рождения K^+ -мезонов и протонов близки и характеризуются сильным "подавлением" выхода частиц не только на легких ядрах, но и ядрах среднего атомного веса ("подавление" — это наша точка зрения, но может быть, этот факт свидетельствует и о резком возрастании выхода p и K^+ с ростом A);

3. Сечение рождения Π^- -мезонов, нормированных на нуклон излучающего ядра в области средних атомных весов, существенно превышает соответствующую величину для тяжелых ядер. Одновременно можно видеть, что выход Π^- -мезонов оказывается сильно подавлен относительно Π^+ .

A -зависимость для разделенных изотопов имеет ярко выраженную нерегулярность ("зуб") — для группы из изотопов никеля, цинка и меди и "ступеньку" для изотопов олова. На этом же рисунке показано отношение "средних нуклонных плотностей" (отношение A к объему, определенному по среднеквадратичному электромагнитному радиусу ядра).

Из сопоставления этого отношения и отношения дифференциальных сечений следует:

1. Предэкспоненциальный множитель в любых аппроксимациях энергетических зависимостей пропорционален скорее объему ядра $\frac{4}{3}\pi R_A^3$, а не его атомному весу;

2. Детали, характерные для ядер-изотопов, в значительной степени обусловлены нерегулярностью зависимости объема ядра от его атомного веса.

Что можно сказать об A -зависимости сечений рождения K^+ -мезонов, близкой к A -зависимости выхода протонов? Как будет видно из раздела, посвященного диссоциации ядер на нуклоны, эксперимент и его интерпретация [2] с большой достоверностью отвергают наличие вторичных взаимодействий в излучающих ядрах. В этом случае подавление выхода протонов может быть обусловлено некоторым "параметром нелокальности", так что сечение пропорционально не объему ядра, а величине

$$\frac{4}{3}\pi (R_A - \varphi)^3 \quad (8)$$

Рождение K^+ -мезона связано с рождением Λ -гиперона, т.е. затрагивает нуклонные степени свободы ядра. Видимо, это и обуславливает сходство A -зависимостей для протонов и K^+ -мезонов.

Оценки показывают, что $\varphi \sim 1$ фм.

Мы уже отмечали выше, что в структурной функции ядра $e^{-x/\langle X \rangle}$ параметр $\langle X \rangle \simeq 0,14$ близок к величине средней ядерной плотности ядер. Это представляется естественным, т.к. $X_N m_N$ — по смыслу минимально возможная масса мишени.

На рисунке 16 показана зависимость отношения параметров $\langle X \rangle$ для разных ядер к параметру $\langle X \rangle$ для ядра свинца ^{210}Pb (о). На этом же рисунке символом (•) для Π^+ -мезонов и (★) для K^+ -мезонов показаны результаты, полученные в работе [19]. Кроме того, на рисунке показана кривая отношения ядерных плотностей (рис. 15).

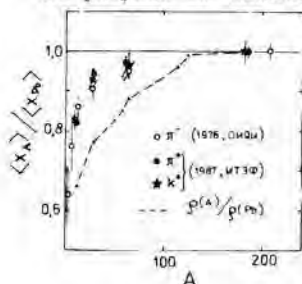


Рис. 16

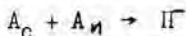
Видно, что экспериментальные данные по отношению параметров для разных ядер в разных работах согласуются друг с другом.

Тенденция зависимости этого отношения от A соответствует изменению ядерных плотностей.

Здесь уместно заметить, что интеграл от дифференциального сечения, поскольку он пропорционален произведению $\sigma_i \langle X \rangle$,

слабо зависит от A .

Зависимость инклюзивных сечений рождения частиц (пионов) в реакции



от массы ядра-снаряда исследована в работе [22].

При импульсе на нуклон 2,9 ГэВ/с была изучена зависимость сечения рождения отрицательных пионов с разными импульсами (угол наблюдения 180° в системе покоя ядра-излучателя гелия) при "облучении" ядрами-снарядами С, Си, Рь.

В этих исследованиях было получено, что инклюзивное сечение можно аппроксимировать зависимостью

$$E \frac{d\sigma}{dP} (A_c) \approx \sigma \cdot A_c^{h(P_{\pi^-})} \quad (9)$$

При этом показатель $h \sim 2/3$ для $P_{\pi^-} \approx 0$ и $h = 0,4$ в кумулятивной области ($X_{\pi^-} > 1$).

В работе этой же лаборатории для той же реакции в тех же кинематических условиях, но других авторов ^{/23/}, было найдено, что показатель степени в кумулятивной области $h = 0,33$.

Такая характерная A_c -зависимость, конечно, существенна для понимания механизма кумулятивного рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях. Мы обсудим эту проблему после рассмотрения A_c -зависимости диссоциации ядер на нуклоны.

В. ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР НА НУКЛОНЫ

§ I. Диссоциация дейтерия

Реакция с диссоциацией дейтрона при взаимодействии с протонами $d + p \rightarrow p$ является простейшей и ключевой для понимания ядро-ядерных взаимодействий с диссоциацией на нуклоны.

На рисунке I7 приведены экспериментальные данные разных работ ^{/24/}, ^{/25/}, ^{/26/}, ^{/27/} по реакции диссоциации дейтрона при облучении протонами с кинетической энергией порядка 1 ГэВ (первичные энергии и косинусы угла наблюдения вторичных протонов указаны на рисунке), кривая на рисунке соответствует расчету с парижской волновой функцией ($\alpha \sigma_{tot} = 35 \text{ мб}$) ^{/2a/}. Из рисунка I7 видно, что экспериментальные величины сечений разных работ различаются больше, чем на порядок величины, что приводит к совершенно разному характеру импульсных спектров протонов. Работы ^{/24/}, ^{/27/} выполнены камерной методикой. В них отчетливо видно превышение экспериментальных данных над расчетом в области импульсов протонов $\sim 300 \text{ МэВ/с}$ на порядок величины. Однако при $P_p \sim 230 \text{ МэВ/с}$ данные этих работ отличаются на порядок величины, а в работе ^{/27/} получены события за кинематическим пределом ($\sim 400 \text{ МэВ/с}$) реакции. Работы ^{/25/}, ^{/26/} выполнены электронной методикой и лучше согласуются друг с другом. Данные этих работ практически описываются парижской волновой функцией, оставляя небольшие возможности для вклада вторичных механизмов в интерпретации данных, хотя энергии сталкивающихся ядер малы. Данные работы ^{/26/} нормированы на $A_c^{1/3}$.

На рис. I8 показаны экспериментальные данные по диссоциации дейтро-

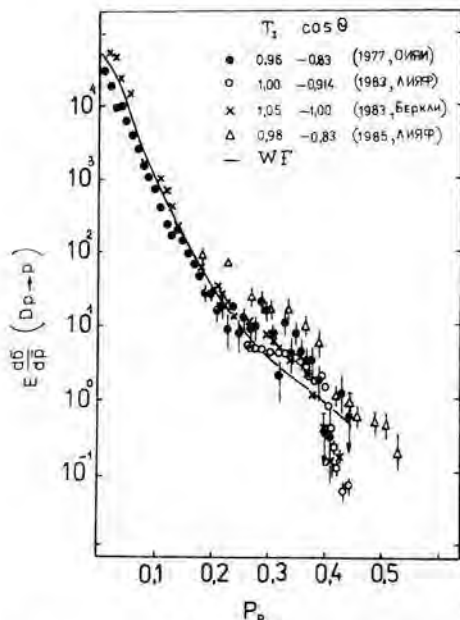


Рис. 17

с другим для импульсов протонов, меньших 450 МэВ/с, и практически совпадают с расчетом. Однако для импульсов протонов, превышающих 500 МэВ/с, наблюдается резкое расхождение между расчетами и экспериментом /6/.

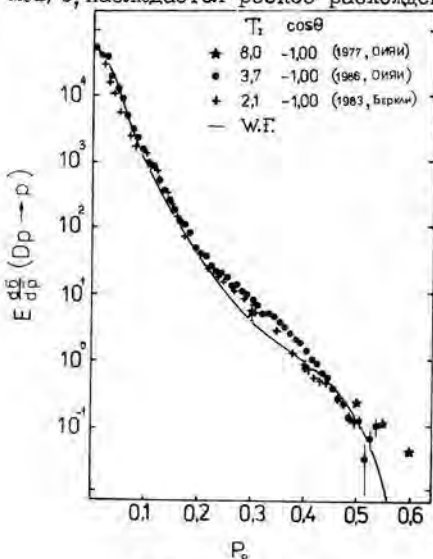


Рис. 18

ное на нуклоны при больших энергиях. Символом (★) показаны эксперименты при энергиях 8 ГэВ на нуклон /6/. Символами (●) показаны экспериментальные данные работы /28/, полученные разностным методом (CH-C) электронной методикой при энергии 3,7 ГэВ на нуклон. Символами (+) показаны данные Беркли /26/ при энергии 2,1 ГэВ на нуклон для реакции $d + C \rightarrow p$, перенормированные, как и для рисунка 17. Кривая на рисунке та же, что и на рис. 17. В целом экспериментальная ситуация в смысле согласия данных цитируемых работ намного лучше, чем при малых энергиях. Экспериментальные величины сечений в работах /6, 26/ хорошо совпадают друг

на рисунке 19 для удобства показана жесткая часть спектра. Символами (★) показаны данные при энергии 8 ГэВ на нуклон /6/ для угла наблюдения 180° , символами (●) — для угла наблюдения 62° и (o) — половина сечения реакции $D + D \rightarrow p$.

Одна кривая на рисунке соответствует расчету для 180° , другая для 62° .

Из рисунка 19 видно, что для 180° расчет и эксперимент различаются на два порядка величины на границе спектра, хотя при импульсах 0,3 + 0,4 ГэВ/с есть хорошее согласие. Экспериментальные данные для угла наблюдения 62° отличаются

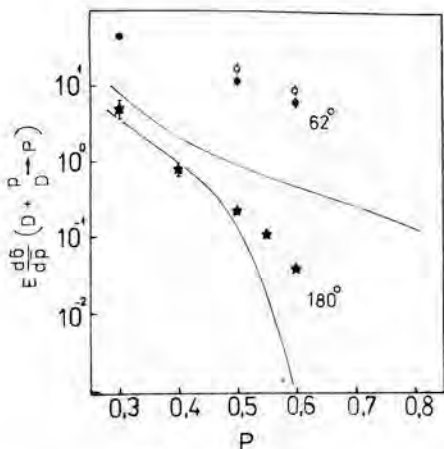


Рис. 19

энергии при изменении кинетической энергии на нуклон, сталкивающихся ядер от 1 до 8 ГэВ.

2. Стандартная волновая функция дейтрона с парижским потенциалом не описывает всей совокупности экспериментальных данных по диссоциации дейтерия на нуклоны.

§ 2. Диссоциация гелия

В настоящее время имеются экспериментальные данные по диссоциации ядер гелия на нуклоны и дейтроны при бомбардировке их протонами или дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с ^{/6/}.

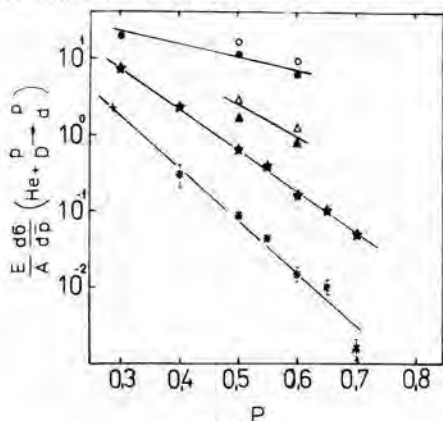


Рис. 20

Символом (+) показана экспериментальная величина сечения для реакции $\text{He} + p \rightarrow d$, полученная разностным методом (CH-C) при импульсе на нуклон 2,9 ГэВ/с ^{/26/}, которая хорошо соответствует экстраполяции данных ^{/6/} к меньшим импульсам.

от расчета примерно в десять раз для всего интервала импульсов.

Резкое противоречие расчета с экспериментом, при использовании парижской волновой функции, наблюдается и в работе ^{/29/}, где наблюдаемые протоны диссоциации имели поперечный импульс, отличный от нуля.

Таким образом, из рассмотрения рисунков 17 + 19 можно заключить, что:

1. Величины сечений реакции $D + p \rightarrow p$ для угла наблюдения 180° не зависят от первичной

На рисунке 20 показаны эти данные. Символами (★) показан импульсный спектр протонов под углом 180° и (●) 62° при облучении протонами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Символами (○) показаны деленные на два сечения диссоциации на протоны для угла наблюдения 62° при облучении дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с. Символами (*) и (▲) показаны спектры по диссоциации на дейтроны для углов наблюдения 180° и 62° соответственно при облучении дейтронами 8,9 ГэВ/с.

Все спектры в первом приближении имеют экспоненциальный вид в зависимости от импульса фрагмента.

Ценность этих экспериментальных данных состоит в том, что они дают возможность понять проблему рождения протонов и дейтронов на примере простейшей ядерной реакции.

§3. Диссоциация на нуклоны сложных ядер

В этом параграфе мы сравним инклюзивные сечения диссоциации на нуклоны сложных ядер (С и РЬ) с гелием. Будем рассматривать величину

$$\frac{1}{A_C^{1/3}} \cdot \frac{1}{A_M} \cdot E \frac{d\sigma}{dP}$$

в зависимости от импульса нуклона (ГэВ/с) в системе покоя ядра-излучателя (He, C, РЬ = A_M).

На рисунке 2I проведено такое сравнение.

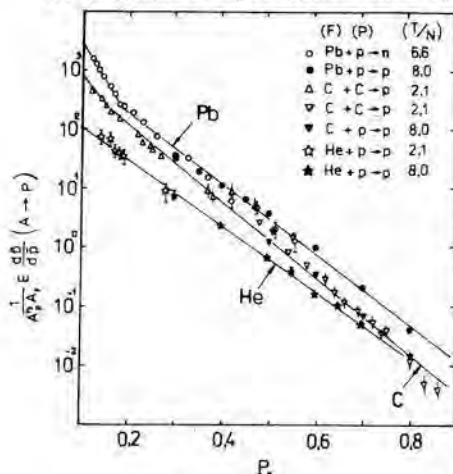


Рис. 2I

символ (▽) соответствует той же самой реакции и энергии 2,1 ГэВ на нуклон, но в системе покоя ядра-излучателя ^{/30/}, и, наконец, символ (▼) соответствует облучению углерода протонами с кинетической энергией 8 ГэВ ^{/31/}.

Совпадение данных (▽) и (△) обязано было быть и наблюдается. Совпадение (▽) и (▼) нетривиально и означает как независимость сечений от начальной энергии, так и правильность нормировки на $A_C^{1/3}$.

Символами (●) показаны данные ^{/31/} по диссоциации ядер свинца на протоны. Символом (○) показаны (деленные на 2,2 для удобства) данные по диссоциации ядер свинца на нейтроны ^{/32/} при энергии 6,6 ГэВ на нуклон. Экспериментальные данные работы ^{/32/} уникальны в том отноше-

Символами (★) показаны экспериментальные данные для гелия ^{/6/} при энергии 8 ГэВ на нуклон, и (☆) данные ^{/26/} при энергии 2,1 ГэВ на нуклон, полученные разностным методом (CH-C). Эти данные хорошо совпадают друг с другом, хотя энергии на нуклон сталкивающихся ядер отличаются в ~ 4 раза.

Для ядра углерода приведены данные трех работ. Символ (△) соответствует ^{/26/} по способу получения данных диссоциации движущегося ядра углерода при взаимодействии с углеродной мишенью,

ии, что в ней получены данные для очень малых импульсов нуклонов (регистрируются нейтроны) в системе покоя ядра-излучателя (РЬ).

Из рисунка 21 видно, что импульсные спектры для ядра гелия и свинца подобны. Более того, импульсный спектр этих ядер не сильно отличается и от спектра для дейтерия.

Никаких ограничений вблизи границы фазового объема ($X \rightarrow A_n$) не наблюдается. Импульсная зависимость при малых величинах импульсов хорошо описывается волновой функцией дейтрона, включая ядро свинца. Таким образом, никаких испарительных нуклонов на опыте не наблюдается. Все наблюдаемые протоны импульсов, меньших 300+400 МэВ/с, соответствуют внутриядерным движениям нуклонов, обусловленным их потенциалом взаимодействия (например, парижским потенциалом). Частица-снаряд только "разгрызает" эту связь.

Универсальность протонных спектров, наблюдаемая в экспериментальных исследованиях, известная как "ядерный скейлинг" ^{/33/}, в главных своих чертах объясняется гипотезой малонуклонных корреляций ^{/2а/}.

Несоответствие расчетов и эксперимента для импульсов протонов больше 500 МэВ/с, т.е. на расстоянии меньше 0,4 фм, видимо, естественно. Однако противоречивая ситуация при ненулевых поперечных импульсах представляет большие трудности: необходимо вводить новый механизм взаимодействия, либо основательно менять волновую функцию дейтрона.

§ 4. A_c -зависимость диссоциации ядер

Мы уже видели из рисунков 17 + 21, что нормировка на атомный вес ядра типа $A_c^{1/3}$ хорошо учитывает влияние ядра-снаряда на вероятность диссоциации ядер на нуклоны.

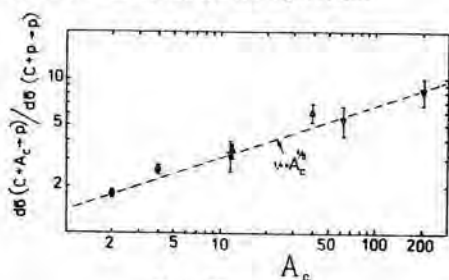


Рис. 22

на нуклон) ^{/26,30/}. Кривая на рисунке - зависимость $A_c^{1/3}$.

При обсуждении A_c -зависимостей инклюзивных сечений рождения частиц (П) мы видели, что они имеют зависимость от атомного веса ядра-снаряда типа A_c^n , где $n = 0,40$.

На рисунке 22 продемонстрирована точность экспериментальных данных. На рисунке показано отношение дифференциальных сечений диссоциации ядер углерода на протоны с импульсом 400+ 500 МэВ/с, вылетающих в заднюю полусферу при бомбардировке ядрами дейтерия, гелия (4,45 ГэВ/с на нуклон) и ядрами углерода аргона, меди и свинца (3,7 ГэВ/с

Таким образом, можно сказать, что любые ядерные процессы (фрагментации, для объяснения которых необходимо рассматривать внутриядерные нуклоны на малых расстояниях, где само понятие свободного нуклона теряет смысл, имеют зависимость от атомного веса ядра-снаряда типа

$$E \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \sigma A_c^{(0,3 \div 0,4)}$$

Пропорциональность инклюзивных сечений объему ядра-излучателя теперь уже кажется естественной. Действительно, вероятность сближения нуклонов ядра при практически постоянной ядерной плотности, равновероятна по всему объему ядра.

С другой стороны, A -зависимость от атомного веса ядра-снаряда означает, что ядерная среда снаряда разрушает малонуклонные корреляции. Это очень сильный эффект. Например, вероятность сохранения малонуклонных корреляций в ядре углерода при "прохождении" его через ядро свинца (или в принятых нами обозначениях при бомбардировке ядер углерода ядрами свинца) составляет

$$\omega \leq \frac{1}{A^{2/3}} \approx 0,03.$$

Авторы работы /34/, интерпретируя экспериментальные данные по угловой зависимости выхода протонов вблизи 180° /35/ ("пик" в угловом распределении в dPb -взаимодействии), пришли к выводу, что первичный дейтрон "вырезает" в ядре мишени "канал", на диафрагме которого происходят интерференционные явления.

Заключая этот раздел, можно сформулировать вывод:

В основном наблюдаемые импульсные спектры нуклонов диссоциации ядер, по-видимому, соответствуют их внутриядерному движению. Однако для тяжелых ядер мы этой функции распределения не знаем. Для легчайшего ядра дейтерия экспериментальные данные не описываются полностью наиболее реалистической волновой функцией (парижский потенциал).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены энергетические зависимости по инклюзивному рождению частиц для разных углов наблюдения на ядрах дейтерия и гелия, уникальные на сегодняшний день. Подробно в ряде работ изучено кумулятивное рождение частиц на ядрах алюминия и свинца. Все эти экспериментальные данные описываются простыми экспоненциальными зависимостями от минимально возможной для рождения инклюзивной частицы энергии сталкивающихся конститuentов ($S_{min}^{1/2}$)

$$E \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sigma_i \exp\left\{-S_{min}^{1/2} / 0,30\right\},$$

$$\text{где } S_{min}^{1/2} = \left\{ (X_C P_C + X_N P_N)^2 \right\}^{1/2}$$

При этом большие величины $S_{min}^{1/2}$ для нуклон-нуклонных взаимодействий соответствуют большой доле четырехимпульса снаряда ($X_C P_C$), а для кумулятивного рождения частиц - большому вкладу четырехимпульса ядра-излучателя ($X_N P_N$).

Детально, включая разделенные изотопы, изучена зависимость инклюзивных сечений рождения частиц от атомного веса ядра-излучателя (A_n). Также зависимость σ от атомного веса ядра-снаряда (A_c). В кумулятивной области мы имеем:

$$\sigma \frac{d\sigma}{dP} \sim \sigma (S_{min}^{1/2}) A_n \cdot A_c^{1/3}.$$

Фактически имеется необходимая экспериментальная информация по инклюзивным сечениям диссоциации ядер на протоны и более тяжелые ядерные фрагменты. Импульсные спектры наблюдаемых протонов для широкого набора ядер от дейтерия до свинца близки друг к другу. Абсолютные величины сечений для ключевой реакции диссоциации дейтерия не зависят от первичной энергии на нуклон взаимодействующих ядер уже начиная с энергии 1 ГэВ.

В первом приближении экспериментальные данные по диссоциации ядер дейтерия описываются стандартной волновой функцией дейтрона. Однако жесткая часть спектра и наблюдаемые протоны с поперечным импульсом, отличным от нуля, не соответствуют расчету. В этом смысле не удивительно, что с использованием стандартных волновых функций для малонуклонных корреляций (типа дейтронов) не удается описать и кумулятивное рождение частиц.

В целом ряде работ сделана попытка объяснить наблюдаемые расхождения в инклюзивных сечениях рождения кумулятивных пионов введением нового объекта подструктуры ядра — флуктона. Подгонкой под эксперимент найдены параметры этого объекта. При этом оказалось возможным описать разные процессы: адронные и электромагнитные с единым распределением конstituентов по продольной координате. Важно теперь понять, имея полный опыт (продольные и поперечные составляющие импульсов самых разных инклюзивных частиц (π , K , \tilde{p})), можно ли хотя бы в принципе объяснить рассмотренные экспериментальные закономерности.

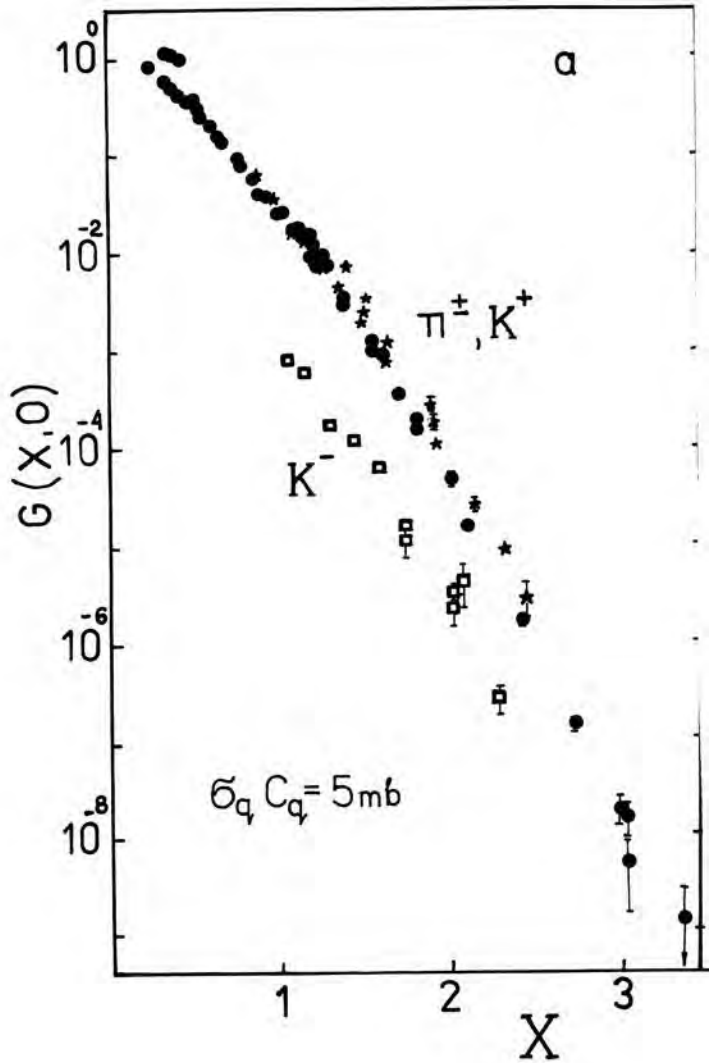
В заключение выражаю признательность моим коллегам В.К. Бондареву, А.Г. Литвиненко, Ю.А. Панебратцеву, вместе с которыми получены экспериментальные данные. Хочу поблагодарить за многочисленные обсуждения затронутых в обзоре вопросов А.М. Балдина, М.И. Стрикмана, Л.Л. Франкфурта, А.В. Ефремова, А.И. Титова, Г.И. Лукасова.

Выражаю благодарность О.Ю. Кульпиной за большую помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Балдин. Краткие сообщения по физике № I, стр.35, АН СССР (1971)
2. (а) М.И. Стрикман, Л.Л. Франкфурт ЭЧАЯ, 1980, т. II, в.3, с.571;
(в) А.В. Ефремов ЯФ, т.24, в.6, с.1208 (1976);
(с) В.К. Лукьянов, А.И. Титов ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.4, с.815.

3. Н.П.Зотов и др. Краткие сообщения по физике № 5 (1987)
4. В.С.Ставинский. Краткие сообщения ОИЯИ (1986), № 18-86, с.3
5. А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, Р1-5819, 1971.
6. А.М.Балдин и др. Сообщения ОИЯИ, Р1-III68, 1977.
7. А.М.Балдин и др. ЯФ, 1975, т.21, в.5, с.1008
8. Cochran D.R.F. et.al. Phys.Rev.D., 1972, v.6, p.3085
9. А.М.Балдин и др. ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
10. А.М.Балдин. ЭЧАЯ, 1977, т.8, в.3, с.429.
А.М.Baldin. Proc.Conf.on Extreme States in Nuclear States, Dresden, 1980, v.2, p.1.
11. А.М.Baldin et.al. Communication JINR, Dubna, E1-82-472, 1982
12. В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ Р2-80-767, 1980.
13. А.Е.Brenner et.al. Phys.Rev.D., v.26, N 7, p.1497 (1982).
14. M.Lacombe et.al. Phys.Letters. v.101 B, N 3, p.139 (1981)
C.F.Perdrisat et.al. Phys.Rev. v.187, N 4, p.1201 (1969).
15. Н.Гиордэнеску, В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ, Р2-81-369, 1981.
В.С.Ставинский. Краткие сообщения ОИЯИ, № 18-86, с.5, 1986.
16. А.С.Melissinos et.al. Phys.Rev.Letters, 7, 454, (1961).
17. С.W.Akerlof et.al. Phys.Rev. D, v.3, N 3, p.645, (1971).
18. E.W.Anderson et.al. Phys.Rev. v.19, 198 (1967)
19. С.В.Бояринов и др. Препринты ИТЭФ № 130 (1986), № 165 (1986),
№ 5 (1987), № 13 (1988).
20. Ю.Д.Бажков и др. ЯФ, т.37, в.2, с.344 (1983).
21. В.С.Ставинский. Сообщения ОИЯИ Р2-9528, 1976.
22. E.Moeller et.al. Phys.Rev. C., v.28, N 3, p.1246 (1983).
23. M.H.Neckman Preprint LBL-2052 (1973)
24. В.С.Аладашвили и др. Препринт ОИЯИ Р1-10719 (1977).
25. М.Н.Андроненко и др. Препринт ЛИЯФ, 830, (1983).
26. L.Anderson et.al. Phys.Rev.C. v.28 N 3, p.1224 (1983).
27. В.П.Андреев и др. Препринт ЛИЯФ, III8 (1985) Труды Симпозиума
"Нуклон-нуклонные и ядро-ядерные взаимодействия при промежуточных
энергиях", стр.275, Ленинград (1986).
28. С.А.Запорожец и др. VIII Международный семинар по проблемам физики
высоких энергий, Д I, 2-86-668, стр.341, Дубна, 1986.
29. Л.С.Ажгирей и др. VIII Международный семинар по проблемам физики
высоких энергий, Д I, 2-86-668, стр.344, Дубна (1986).
30. J.V.Geaga et.al. Phys.Rev.Letters, v.45. N 25, p.1993(1980)
31. А.М.Балдин и др. Сообщения ОИЯИ Р1-83-432 (1983).
32. Ю.Д.Бажков и др. Препринт ИТЭФ 172 (1983).
33. Г.А.Лексин XУШ Международная конференция по физике высоких энергий.
т.1, с. А 6-3, Тбилиси, 1976, Препринт ИТЭФ № 147 (1976).
34. Bogatskaya I.G. et.al. Phys.Rev. C, 1980, v22, p209
35. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.5, с.949.



Pae 3