

P1-2004-98

В. Н. Пенев^{1,2}, А. И. Шкловская^{1,2}, Е. Н. Кладницкая¹

ПРОЯВЛЕНИЕ КЛАСТЕРОВ-ФЛУКТОНОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР ПРИ 4,2 (ГэВ/с)/*N*

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София

Пенев В. Н., Шкловская А. И., Кладницкая Е. Н.

P1-2004-98

Проявление кластеров-флуктонов во взаимодействиях ядер при 4,2 (ГэВ/с)/ N

С помощью анализа суммарного продольного импульса всех зарегистрированных частиц, их полной энергии в системе центра масс и других кинематических величин удается выделить среди $C+C$ -, $C+p$ -, $d+C$ -, $p+C$ -взаимодействий при 4,2 (ГэВ/с)/ N такие, в которых в соударении участвуют два, а также три «квазинуклона».

На основе исследования средних множественностей заряженных частиц и одночастичных спектров этих частиц показано, что в не менее 60 % всех рассматриваемых трехнуклонных взаимодействий два из трех нуклонов ведут себя как нечто целое — флуктон, существование которого было предсказано Д. И. Блохинцевым.

Средние продольные импульсы и средние множественности продуктов подреакций, в которых участвуют флуктоны, на треть меньше тех значений, которые были бы в случае, если бы нуклоны взаимодействовали последовательно.

Кумулятивные частицы образуются также за счет взаимодействия с флуктонами, особенно в том случае, когда флуктон является мишенью.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Penev V. N., Shklovskaya A. I., Kladnitskaya E. N.

P1-2004-98

Cluster-Fluctons Revelation in Nuclear Interactions at 4.2 (GeV/c)/ N

Total longitudinal momentum of all registered particles, their total energy and other total kinematics' variables are used for separation of the events with two and three quazi-nucleon collisions from $C+C$, $C+p$, $d+C$ and $p+C$ interactions at 4.2 (GeV/c)/ N .

The research results on charged particles multiplicity and their momentum spectra lead to the conclusion that nearly 60 % of all three quazi-nucleon events are due to collisions where two nucleons behave like a whole object, called flucton, which has been predicted by D. I. Blokhintsev.

Mean values of one-particle longitudinal momenta of the products and their mean multiplicities for the subreactions in which fluctons take part at the interactions are lower by $\approx 30\%$ compared to the subreactions where two nucleons interact not as a whole object but on a successive way.

Production of the cumulative particles is due to flucton interactions, especially in the case where fluctons are used as targets.

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

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

ВВЕДЕНИЕ

Вопросами сохранения индивидуальности нуклонов в ядрах и корреляций между ними занимались многие исследователи. О пространственной корреляции нуклонов в ядрах докладывал Брюкнер и др. [1] еще в 1949 г. Хадли и др. [2] исследовали эмиссию энергичных дейтронов вперед во взаимодействиях $p + \text{ядро}$. М. Г. Мещеряков и др. [3], Ажгирей и др. [3] обнаружили эффект выбивания дейтронов из ядер лития, бериллия и др. Бете [4] в 1956 г. обращал внимание на наличие близкодействующих взаимодействий между парами нуклонов в ядрах. В 1957 г. Д. И. Блохинцев выдвинул очень плодотворную идею [5] о том, что высокоимпульсная компонента рождающихся частиц связана с взаимодействием с некими образованиями из нуклонов в ядре, так называемыми флуктонами. В семидесятые годы прошлого столетия последовало много работ [6], касающихся ядерной фрагментации, образования пионов в ядрах и т. д. Было показано, в частности, что спектры пионов не могут быть воспроизведены такой моделью, где предполагается, что они образуются только в индивидуальных столкновениях нуклонов внутри ядра.

С работ Г. А. Лексина [7] и А. М. Балдина [8] началось активное изучение так называемых кумулятивных частиц, импульсы которых значительно выше тех, что дозволены кинематикой нуклон-нуклонного взаимодействия. Строго говоря, из-за наличия энергии Ферми в ядерных взаимодействиях почти все частицы рождаются кумулятивными. Однако здесь имеются в виду частицы, получившие очень большой импульс, сильно нарушающий привычную картину. В настоящее время особенно интересны те кумулятивные процессы, которые проходят при больших передачах импульса. Обзор первых экспериментальных данных по кумулятивным процессам, а также их анализ в свете новых гипотез был проведен В. К. Лукьяновым и А. И. Титовым в [9]. В частности, было показано, что гипотезы о существовании флуктуаций ядерной плотности и кварк-глюонного механизма могут быть основой для появления больших передач импульса.

Цель исследования: среди всех $C + C^-$, $p + C^-$ и $d + C^-$ столкновений выделить и проанализировать группы событий, в которых взаимодействующими объектами оказываются два, три или более нуклонов. Сравнивая такие события со взаимодействиями элементарных частиц, можно исследовать взаи-

модействия группы нуклонов как некоего целого объекта. Входящие в состав ядра — квазинуклоны и флуктоны — будем обозначать индексом F . N_F обозначает флуктон в виде одного нуклона, d_F — это двухнуклонный флуктон. Верхний индекс будет указывать тип ядра, флуктон из которого рассматривается.

Для исследования использованы экспериментальные данные столкновений протонов, дейтронов и ядер углерода с ядрами водорода и углерода из пропана (C_3H_8) при $4,2 (ГэВ/с)/N$ [10]. Взаимодействия $p + C_3H_8$, $d + C_3H_8$, $C + C_3H_8$ в [11] были разделены соответственно на соударения $p + p$ и $p + C$, $d + C$ и $d + p$, $C + C$ и $C + p$.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДУКТА РЕАКЦИИ

Все заряженные частицы и фрагменты указанных взаимодействий были измерены и идентифицированы. Возможные потери частиц, а также вероятность разделения протонов от π^+ -мезонов определяются специальными весами каждой из частиц [11]. Отметим, что некоторые частицы не являются

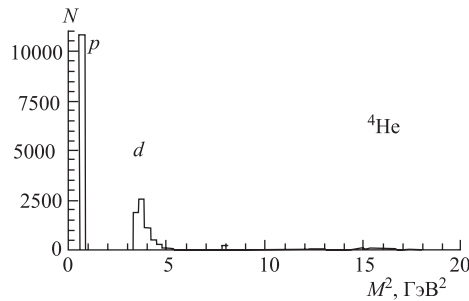


Рис. 1. Распределение стриппинговых протонов и фрагментов ядер от $C + C$ -взаимодействий при $4,2 (ГэВ/с)/N$

продуктами какой-либо конкретной реакции, а есть результат воздействия происшедшей реакции на остаточное ядро. Такие частицы и фрагменты не были включены в состав продуктов отобранных реакций, а именно:

— ядра отдачи. Считается, что они уносят очень маленький импульс и их вкладом в большей части анализа (в основном импульсного) можно пренебречь;

— испарительные протоны. Это протоны с импульсом меньше некоторой константы, соответствующей «естественному» движению

квазипротонов в ядре. Величина этой константы, принятая здесь равной $0,3 ГэВ/с$, определяется на основе импульсного распределения в лабораторной системе координат, которое для испарительных протонов должно быть изотропным;

— стриппинговые протоны и фрагменты происходят из налетающих ядер и проходят в направлении пучка без взаимодействия. Стриппинговыми протонами считаем протоны с полярным углом вылета $\theta_p < 4^\circ$ и с импульсом $P_p > 3 ГэВ/с$. Для дейтронов $\theta_d < 4^\circ$ и $P_d \geq 6 ГэВ/с$, для α -частиц $\theta_\alpha < 4^\circ$ и $P_\alpha > 6 ГэВ/с$. Отметим, что для дейтронов и α -частиц $A/Z = 2$. На

рис. 1 приведен спектр стриппинговых протонов и стриппинговых фрагментов ядер, зарегистрированных в C + C-взаимодействиях. Отношения между числом протонов, дейтронов и α -частиц здесь оказывается следующим:

$$\begin{aligned} &\text{для соударений C + C } 0,54 : 0,34 : 0,10, \\ &\text{для соударений C + p } 0,47 : 0,40 : 0,13. \end{aligned} \quad (1)$$

В C + C- и C + p-взаимодействиях при 4,2 (ГэВ/c)/N около половины всех стриппинговых частиц являются протонами.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Важной частью исследований был расчет и анализ ряда суммарных величин, полученных на основе всех зарегистрированных в камере заряженных продуктов реакций. Здесь эти величины будут описаны.

$\sum P_t^i$ — суммарный поперечный импульс всех зарегистрированных частиц. Вычисляется по проекциям импульса: $\sum P_x^i$ и $\sum P_z^i$. Направление импульсов первичных частиц совпадает с осью y системы координат. В этом случае очевидно, что в пределах ошибок $\sum P_t^i = 0$, если все рожденные частицы учтены. Это применимо только для первичных взаимодействий в ядре, поскольку разбаланс в поперечной плоскости может получаться также и из-за вторичных взаимодействий. Таким образом, применение условия

$$\sum P_x^i, \sum P_z^i \leq \text{const } P_t \quad (2)$$

ведет к очень сильному подавлению событий как с нейтральными частицами, так и со вторичными взаимодействиями, происходящими внутри ядер. При константе $\text{const } P_t = 0,14$ ГэВ/c примесь событий со вторичными соударениями и нейтральными частицами оказывается наименьшей. Поскольку этот критерий нигде не применялся для количественных оценок, то мы и не приводим здесь дальнейших подробностей.

Другой важной величиной, используемой при анализе, является $\sum P_y^i$ (ГэВ/c) — суммарный продольный импульс всех продуктов каждого из событий. Поскольку первичные частицы направлены по оси y , то эта величина равна импульсу первичного пучка nP_0 , причем $n = 1, 2, 3 \dots$ в зависимости от того, сколько из налетающих нуклонов провзаимодействовали в ядре. Естественно, что для $p + C$ -, $p + p$ -взаимодействий $n = 1$, а для $d + C$ -, $d + p$ $n = 2$. Отметим, однако, что не всегда для последних реакций $n = 2$. В большинстве событий из налетающего дейтрона взаимодействует только один нуклон ($n = 1$), а другой пролетает без взаимодействия.

Далее следует полная энергия столкновения в квадрате: $M_{\text{tot},0}^2 = (\sum E_0^{1,2})^2 - (\sum P_0^{1,2})^2$, где $E_0^{1,2}$ и $P_0^{1,2}$ — энергии и импульсы первичных

Таблица 1.

| Сталкивающиеся частицы (падающая частица + мишень) | Вторичное взаимодействие в ядре с нуклоном в покое | Полная энергия $M_{\text{tot},0}^2$, ГэВ ² | Импульс падающей частицы P_0^1 , ГэВ/с |
|--|--|--|--|
| $N + N$ | — | 9,86 | 4,2 |
| $N + N$ или $N + d$ | $+N$ | } $\approx 20,49$ | 4,2 |
| | — | | |
| { $N + N$ $N + N$ (Двойное соударение) | — | } 39, 18 | 8,4 |
| | — | | |
| $N + N$ $d + N$ | N — | } 20, 55 | 8,4 |
| $d + d$ или $d + N$ | N | 39,33 | 8,4 |
| $d + d$ | $+N$ | 59,89 | 8,4 |

частиц. Величина энергии столкновения может быть определена также по продуктам реакции:

$$M_{\text{tot}}^2 = \left(\sum E^i \right)^2 - \left(\sum P^i \right)^2, \quad (3)$$

где E^i , P^i — энергии и импульсы всех рожденных частиц. В том случае, когда все рожденные частицы зарегистрированы, $M_{\text{tot},0}^2 = M_{\text{tot}}^2$. Величины $M_{\text{tot},0}^2$ для некоторых реакций, вычисленные по первоначальным частицам с импульсом одного налетающего нуклона, равным 4,2 (ГэВ/с)/ N , приведены в табл. 1.

Использовались также другие полезные величины, например, масс-мишень, предложенная в работе [12]:

$$M_t = \sum (E^i - P_y^i) - e, \quad (4)$$

где $e = E_0^{1,2} - P_0^{1,2}$. Это не очень точная величина. Удобно то, что M_t является почти независимой от импульсов и энергий первичных частиц.

Массу мишени можно вычислить и обычным способом, используя M_{tot}^2 :

$$M_{\text{tg}} = \text{sqrt} (M_{\text{tot}}^2 + (P_0^{1,2})^2 - E_0^{1,2}). \quad (5)$$

Массу налетающей частицы вычисляем по формуле

$$M_{\text{in}} = \text{sqrt} ((\text{sqrt} (M_{\text{tot}}^2 + (P_0^{1,2})^2) - m_N)^2 - P_0^{1,2}). \quad (6)$$

3. СУММАРНЫЕ СПЕКТРЫ

3.1. Распределение полных продольных импульсов $\sum P_y^i$ всех рожденных заряженных частиц. Когда только один первичный нуклон участвует во взаимодействии ($n = 1$), то в спектрах $\sum P_y^i$ может наблюдаться лишь один максимум при 4,2 ГэВ/с. Наблюдение нескольких максимумов соответствует наложению нескольких спектров с максимальными значениями суммарного импульса $\approx 4,2, 8,4, 12,8$ ГэВ/с и т.д. Это соответствует также тому, что 1, 2, 3... нуклонов из налетающего ядра взаимодействуют с мишенью. В качестве примера на рис. 2, *а, б* приведены суммарные распределения $\sum P_y^i$ для C + C- и C + p-взаимодействий. С правой стороны каждый из составляющих эти распределения спектров определяется ошибками в измерении соответствующего полного импульса. Из-за потерь нейтральных частиц с левой стороны максимумы сильно размыты. Предположим, что одночастичные импульсные распределения нейтронов и π^0 -мезонов влияют на спектры M_{tot}^2 так же, как, соответственно, протоны и $\pi^{+,-}$ -мезоны. Тогда ширины спектров могут быть увеличены за счет дисперсии специально сконструированного импульсного спектра из импульсов одной, двух и т.д. «недостающих» частиц. Полученные таким образом спектры для $n = 1, 2$ и 3 представлены на рис. 2, *а, б*

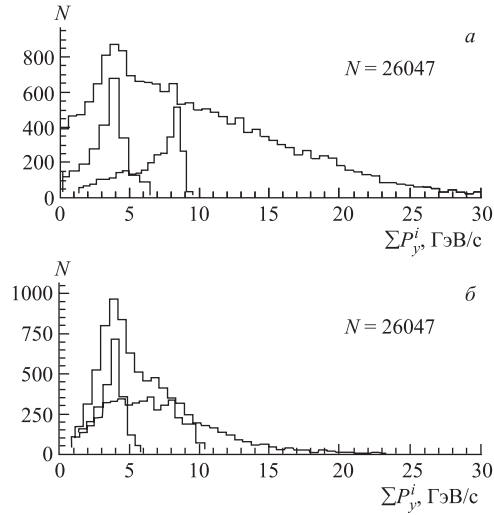


Рис. 2. Распределение суммарных продольных импульсов $\sum P_y^i$ (ГэВ/с) всех заряженных частиц для C + C- (*а*) и C + p-столкновений (*б*). Внутренние гистограммы соответствуют каналам с разным числом взаимодействующих нуклонов $n = 1, 2$ из налетающего ядра углерода. Они не нормированы

Таблица 2.

| P_0 , ГэВ/с | $n = 1$ 4,2 | $n = 2$ 8,4 | $n = 3$ 12,6 | $n = 4$ 17,0 |
|--|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Интервал по $\sum P_y^i$, ГэВ/с | $3,0 < \sum P_y^i < 5,0$ | $7,0 < \sum P_y^i < 9,0$ | $11,5 < \sum P_y^i < 13$ | $15,5 < \sum P_y^i < 18$ |
| Отношение каналов с разным n для СС-соударений | $0,31 \pm 0,04$ | $0,24 \pm 0,08$ | $0,26 \pm 0,12$ | $0,19 \pm 0,15$ |
| Отношение каналов с разным n для Ср-соударений | $0,58 \pm 0,04$ | $0,26 \pm 0,09$ | $0,09 \pm 0,06$ | $0,07 \pm 0,06$ |

внутренними гистограммами. Приведенные кривые не нормированы и могут послужить лишь для довольно грубых оценок.

Для С + С и С + p -соударений в табл. 2 приведены оценки вкладов реакций с $n = 1, 2, 3$ и 4. Отбрасывание событий с плохой компенсацией поперечных импульсов частиц, т. е. событий с $\sum P_t^i < 0,14$ ГэВ/с, несколько упрощает наблюдение отдельных групп событий, но сильно уменьшает статистическую обеспеченность данных.

3.2. Распределения полных энергий M_{tot}^2 всех образованных заряженных частиц. Из всех С + С-, С + p -, d + С-событий сначала рассмотрим такие, в которых суммарный продольный импульс $\sum P_y^i$ всех зарегистрированных продуктов каждого из событий составляет $\approx 4,2$ ГэВ/с, т. е. $n = 1$. Отметим, что, как и в распределениях продольных импульсов, ширина пика определяется не только ошибками в определении импульсов, но и потерями нейтральных частиц. В этом случае в спектрах M_{tot}^2 может наблюдаться один максимум при $M_{\text{tot}}^2 = 9,86$ ГэВ², который будет соответствовать числу взаимодействующих нуклонов $n_{\text{part}} = 2$, либо несколько максимумов, соответствующих $n_{\text{part}} = 2, 3, 4 \dots$ и $M_{\text{tot}}^2 = 9,86$ и 20,55 ГэВ² и т. д. (см. табл. 1). Из-за ограничений, связанных со статистикой, в дальнейшем будем рассматривать лишь две группы событий: с $n_{\text{part}} = 2$ и 3.

Взаимодействия протонов с углеродом заведомо удовлетворяют требованию $n = 1$. Для этих реакций две группы событий вблизи $M_{\text{tot}}^2 = 9,86$ и 20,55 ГэВ² видны ясно (см. рис. 3, а). Первый максимум соответствует нуклон-нуклонному взаимодействию, второй — взаимодействию нуклона с двумя нуклонами мишени ($n = 1$, $n_{\text{part}} = 3$) последовательно или сразу. В последнем случае два нуклона мишени, по-видимому, связаны в один флук-

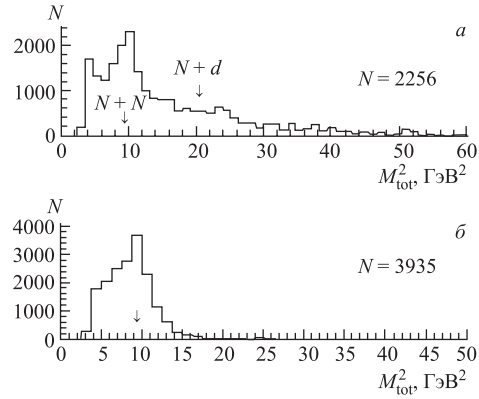


Рис. 3. Распределение полных энергий M_{tot}^2 для $p + C$ - (а) и $C + p$ -столкновений (б) для группы событий, имеющих суммарный продольный импульс всех заряженных продуктов $\sum P_y^i \approx 4,2$ ГэВ/с

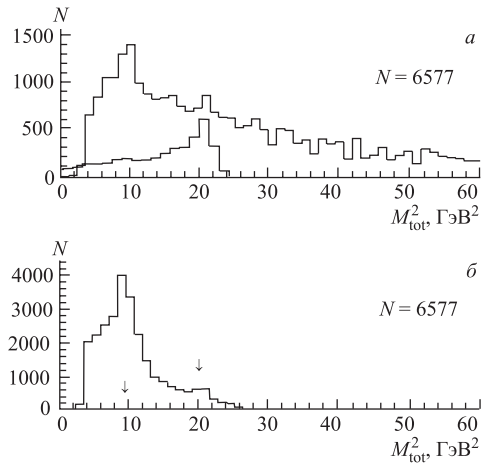


Рис. 4. Распределение полных энергий M_{tot}^2 для $C + C$ - (а) и $C + p$ -столкновений (б) для двух групп событий, имеющих суммарный продольный импульс $\sum P_y^i \approx 4,2$ и $8,4$ ГэВ/с

тон или кластер. Отметим, что, как и ожидалось, вторая группа событий ($\approx M_{\text{tot}}^2 = 20,55$ ГэВ²) в $C + p$ -взаимодействиях при $n = 1$ полностью отсутствует (см. рис. 3, б).

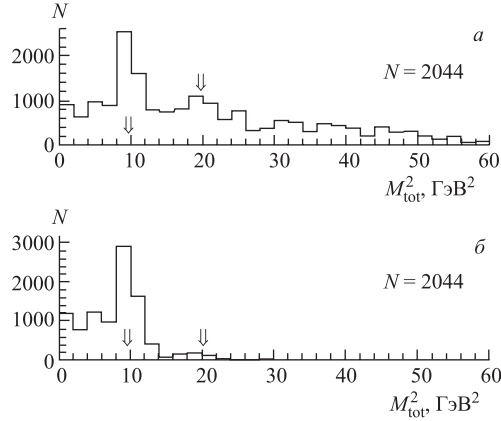


Рис. 5. Распределение полных энергий M_{tot}^2 для $d + C^-$ (а) и $d + p$ -столкновений (б) для двух групп событий, имеющих суммарный продольный импульс всех рожденных заряженных частиц $\sum P_y^i \approx 4,2$ и $8,4$ ГэВ/с

Далее обсудим такие $C + C^-$, $C + p$ -столкновения, для которых $\sum P_y^i$ составляет $\approx 8,4$ ГэВ/с, т. е. во взаимодействии участвуют как минимум два налетающих нуклона: $n = 2$. Если предположить, что оба нуклона взаимодействуют независимо с двумя нуклонами мишени (или с «квазидейтроном»), то в спектрах M_{tot}^2 эти события уйдут в область $39 \div 40$ ГэВ² и будет $n_{\text{part}} = 4$ (см. табл. 1). Однако этого не происходит — большинство событий из области $\sum P_y^i \approx 8,4$ ГэВ/с располагается в области масс около $M_{\text{tot}}^2 \approx 20$ ГэВ², т. е. $n_{\text{part}} = 3$.

На рис. 4 и 5 показаны M_{tot}^2 -распределения для $C + C^-$, $C + p$ - и $d + C^-$, $d + p$ -событий для двух выделенных полос $\sum P_y^i \approx 4,2$ ГэВ/с, $n = 1$, и $\approx 8,4$ ГэВ/с, $n = 2$. И здесь две группы событий при $M_{\text{tot}}^2 \approx 9,8$ и 20 ГэВ² выделяются довольно ясно. События из первой группы с $n = 1$ и $n_{\text{part}} = 2$ согласуются с кинематикой нуклон-нуклонных взаимодействий. События второй группы с $n = 2$ и $n_{\text{part}} = 3$ соответствуют взаимодействию двух нуклонов из налетающего ядра с одним нуклоном из мишени одновременно или последовательно.

4. ОБОЗНАЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ КОНКРЕТНЫХ РЕАКЦИЙ

C $n = 1, 2$ И C $n_{\text{part}} = 2$ И 3

Виды некоторых реакций с определенными $n = 1$ и $n_{\text{part}} = 2, 3$, выделенных из известных уже $C + C^-$, $C + p$ -, $d + C^-$, $p + C$ -соударений, приведены в табл. 3.

Таблица 3. Виды возможных реакций в ядро-ядерных взаимодействиях

| Первоначальная реакция | Разделение по [11] | $n = 1,$ $n_{\text{part}} = 2$ | $n = 1,$ $n_{\text{part}} = 3$ | $n = 2,$ $n_{\text{part}} = 3$ |
|-----------------------------------|---|---|--|---|
| $p + \text{C}_3\text{H}_8$ | $p + \text{C}$ $p + p$ | $p + N_F^{\text{C}}$ $p + p$ | $p + d_F^{\text{C}}$ — | — — |
| $\text{C} + \text{C}_3\text{H}_8$ | $\text{C} + \text{C}$ $\text{C} + p$ | $N_F^{\text{C}} + N_F^{\text{C}}$ $N_F^{\text{C}} + p$ | $N_F^{\text{C}} + d_F^{\text{C}}$ — | $d_F^{\text{C}} + N_F^{\text{C}}$ $d_F^{\text{C}} + p$ |
| $d + \text{C}_3\text{H}_8$ | $d + \text{C}$ $d + p$ | $N_F^{\text{d}} + N_F^{\text{C}}$ $N_F^{\text{d}} + p$ | $N_F^{\text{d}} + d_F^{\text{C}}$ — | $d + N_F^{\text{C}}$ $d + p$ |

Так, при $n = 1$ и $n_{\text{part}} = 2$ (полный продольный импульс $\sum P_y^i \approx 4,2$ ГэВ/с и полная энергия $M_{\text{tot}}^2 = 9,86$ ГэВ²) возможны следующие реакции:

- $p + N_F^{\text{C}}, N_F^{\text{d}} + N_F^{\text{C}}, N_F^{\text{C}} + N_F^{\text{C}}$ — столкновение свободного протона или нуклона из состава дейтрона или из ядра углерода с нуклоном из ядра углерода соответственно;
- $p + p, N_F^{\text{d}} + p, N_F^{\text{C}} + p$ — столкновение свободных протонов, нуклонов из состава дейтронов или из ядра углерода со свободными протонами соответственно.

Для $n = 1$ и $n_{\text{part}} = 3$ ($\sum P_y^i \approx 4,2$ ГэВ/с и $M_{\text{tot}}^2 = 20,55$ ГэВ²) возможны реакции:

- $p + d_F^{\text{C}}, N_F^{\text{d}} + d_F^{\text{C}}, N_F^{\text{C}} + d_F^{\text{C}}$ — взаимодействие налетающих свободного протона или нуклона из состава дейтрона или из ядра углерода с дейтроном из ядра углерода соответственно. Очевидно, что в какой-то части событий вместо d_F^{C} в реакции будут участвовать два нуклона мишени углерода, взаимодействуя последовательно.

Далее, для двух налетающих и трех взаимодействующих нуклонов при $n = 2$ и $n_{\text{part}} = 3$ ($\sum P_y^i \approx 8,4$ ГэВ/с, $M_{\text{tot}}^2 = 20,55$ ГэВ²) возможны только следующие реакции:

- $d_F^{\text{C}} + p, d_F^{\text{C}} + N_F^{\text{C}}$ — взаимодействие дейтронообразного флуктона из ядра углерода со свободным протоном или с квазинуклоном из ядра углерода соответственно. Здесь опять вместо d -флуктона могут выступать последовательные взаимодействия двух квазинуклонов;
- $d + p, d + N_F^{\text{C}}$ — взаимодействие падающих свободных дейтронов с квазисвободными нуклонами из ядер углерода или протонов мишени соответственно.

5. МАССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Массы налетающей частицы и массы мишени, вычисленные нами на основе зарегистрированных продуктов для некоторых реакций, приведены

Таблица 4. Массы взаимодействующих частиц для некоторых реакций из C + C- и d + C-взаимодействий

| Реакция | Количество нуклонов | Масса, ГэВ Первый расчет | Масса, ГэВ Второй расчет |
|---|-----------------------|---|--------------------------------|
| N_F^C (M_{in}^*) + N_F^C (M_{tg}^*) | $n = 1, n_{part} = 2$ | m_p $0,931 \pm 0,066$ | $0,892 \pm 0,290$ m_p |
| N_F^C (M_{in}) + d_F^C ($M_{tg},$ M_t^*) | $n = 1, n_{part} = 3$ | m_p $1,818 \pm 0,098$ $1,989 \pm 0,197$ | $0,939 \pm 0,291$ M_d |
| d_F^C (M_{in}) + N_F^C (M_{tg}) | $n = 2, n_{part} = 3$ | $1,783 \pm 0,174$ m_p | M_d $0,922 \pm 0,038$ |
| d (M_{in}) + N_F^C (M_{tg}) | $n = 2, n_{part} = 3$ | $1,680 \pm 0,160$ m_p | M_d $0,899 \pm 0,025$ |
| *Расчет по формулам (4)–(6). | | | |

в табл. 4. Интересно отметить, что величины массы мишени, вычисленные по формулам (4) и (5), совпадают.

Совпадение масс квазичастиц, приведенных в табл.4, с реальными не только дает уверенность в том, что мы действительно имеем дело с такими подреакциями, но и позволяет оценить правильность выбора границ интервалов по $\sum P_y^i$ (см. табл. 2) и M_{tot}^2 .

6. СПЕКТРЫ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ РАЗНЫХ ОБЛАСТЕЙ M_{tot}^2

Средние значения продольных $\langle P_y^{+,i} \rangle$ и поперечных $\langle P_t^{+,i} \rangle$ импульсов всех положительных частиц приведены для ряда реакций в табл. 5–7.

Таблица 5. Средние значения продольных и поперечных импульсов положительно заряженных частиц для реакций с $n = 1$, $n_{\text{part}} = 2$

| Падающая частица | Мишень | | | |
|------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| | N_F^C | | p | |
| | $\langle P_y^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | $\langle P_t^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | $\langle P_y^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | $\langle P_t^{+,i} \rangle$, ГэВ/с |
| N_F^C | $1,782 \pm 0,101$ | $0,483 \pm 0,025$ | $1,819 \pm 0,058$ | $0,496 \pm 0,014$ |
| N_F^d | $1,742 \pm 0,109$ | $0,517 \pm 0,044$ | $1,813 \pm 0,111$ | $0,507 \pm 0,030$ |
| p | $1,842 \pm 0,094$ | $0,523 \pm 0,024$ | $1,508 \pm 0,030$ | $0,464 \pm 0,009$ |

Таблица 6. Средние значения продольных и поперечных импульсов положительно заряженных частиц для реакций с $n = 1$, $n_{\text{part}} = 3$

| Падающая частица | Мишень d_F^C | | $\langle \Delta P_y^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | |
|------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|--|-------------------|
| | $\langle P_y^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | $\langle P_t^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | 50 % | 15% |
| N_F^C | $1,176 \pm 0,072$ | $0,519 \pm 0,029$ | $0,530 \pm 0,050$ | $0,967 \pm 0,059$ |
| N_F^d | $1,102 \pm 0,093$ | $0,479 \pm 0,030$ | $0,586 \pm 0,061$ | $0,793 \pm 0,066$ |
| p | $1,189 \pm 0,075$ | $0,474 \pm 0,025$ | $0,683 \pm 0,073$ | $0,864 \pm 0,065$ |

Для тех событий, когда в столкновении участвует только один нуклон из налетающего ядра ($\sum P_y^i \approx 4,2$ ГэВ/с) и взаимодействует он только с одним нуклоном из ядра-мишени (реакции $N_F^C + N_F^C$, $N_F^d + N_F^C$ с $M_{\text{tot}}^2 = 9,86$ ГэВ²), значения величин $\langle P_y^{+,i} \rangle$ и $\langle P_t^{+,i} \rangle$ очень слабо зависят от типа налетающего ядра (см. колонку 1 табл. 5). В том случае, когда в качестве мишени используются свободные протоны (т.е. для реакций $N_F^C + p$, $N_F^d + p$, колонка 2 табл. 5), величины $\langle P_y^{+,i} \rangle$ и $\langle P_t^{+,i} \rangle$ также почти не зависят от вида налетающего ядра, однако по величине они немного больше, чем для первых реакций.

Кроме того, все величины средних импульсов положительных частиц для взаимодействий «квазичастиц» больше соответствующих значений для протон-протонных взаимодействий, приведенных там же.

Близки между собой, но сильно отличаются от уже приведенных данные для реакций «квазисвязанного» нуклона или свободного протона с двумя нуклонами из углерода: $N_F^C + d_F^C$, $N_F^d + d_F^C$, $p + d_F^C$ (см. табл. 6, колонка 1).

Предположим далее, что во всех этих процессах налетающий нуклон взаимодействует с двумя нуклонами мишени последовательно. Тогда первое столкновение даст спектр, подобный спектру взаимодействия свобод-

Таблица 7. Средние значения продольных и поперечных импульсов всех положительных частиц для реакций с $n = 2$, $n_{\text{part}} = 3$

| Падающая частица | Мишень | | | |
|------------------|-------------------------------|-------------------------------------|--|--|
| | N_F^C | | p | |
| | $\langle P_y^{+,i} \rangle$, | $\langle P_t^{+,i} \rangle$, ГэВ/с | $\langle P_y^{+,i} \rangle$, | $\langle P_t^{+,i} \rangle$, ГэВ/с |
| d_F^C | $2,392 \pm 0,178$ | $0,498 \pm 0,037$ | $2,479 \pm 0,118$ | $0,550 \pm 0,024$ |
| d | $2,265 \pm 0,283$ | $0,563 \pm 0,070$ | $2,350 \pm 0,616$ { $1,525 \pm 0,033$ | $0,532 \pm 0,093$ $0,458 \pm 0,009$ } |

ных протонов или «квазисвязанных» нуклонов (см. табл. 5). Далее, вычитая из $P_y^{+,i}$ -спектров взаимодействий N_F^C , N_F^d , p с d_F^C распределения $P_y^{+,i}$ взаимодействий N_F^C , N_F^d , p с протонами соответственно, мы получаем $\Delta P_y^{+,i}$ -спектры продольных импульсов для продуктов первой реакции со вторым нуклоном ядра-мишени. Средние значения таких «восстановленных» спектров вторичных взаимодействий $\langle \Delta P_y^{+,i} \rangle$, рассчитанные при двух предположениях о вкладе частиц, не испытавших вторичных взаимодействий: 50 и 15 %, приведены в колонках 2 и 3 табл. 6. С другой стороны, средняя множественность заряженных частиц, которые рождаются во вторичных взаимодействиях, известна [13]. Из результатов работы [13] (см. разд. 7) также следует, что число частиц, рожденных во вторичных взаимодействиях, не превышает 2. Отсюда легко оценить, что спектры от вторичных взаимодействий должны иметь среднее значение импульсов не меньше $0,75 \div 0,9$ ГэВ/с. Итак, анализ полученных величин (см. табл. 6) показывает, что большая часть рожденных частиц при взаимодействии налетающего нуклона (> 85 %) должна испытывать вторичные взаимодействия в ядре, что приводит к противоречию с наблюдаемой средней множественностью заряженных частиц n_{ch} и с разумными оценками.

Величины средних значений импульсов положительно заряженных частиц, образованных во взаимодействиях двух налетающих нуклонов или дейтронов с нуклонами ядер, а также со свободными нуклонами приведены в табл. 7.

Как уже было отмечено, большая часть взаимодействий дейтронов с нуклонами (> 90 %) идет по схеме: только один нуклон из дейтрона взаимодействует с мишенью, другой, являясь «спектатором», пролетает без взаимодействия вообще. Спектры таких взаимодействий полностью совпадают с аналогичными спектрами для столкновений одиночных «квазичастиц»; средние значения продольных и поперечных импульсов положительно заряженных частиц для таких столкновений приведены в табл. 7 в фигурных скобках.

Остальная часть взаимодействий (когда оба нуклона из состава дейтрона испытывают взаимодействия) дает величины $\langle P_y^{+,i} \rangle$, $\langle P_t^{+,i} \rangle$, полностью совпадающие с аналогичными величинами реакций дейтронов с протонами (табл. 7). Это говорит о том, что, по-видимому, в значительной части событий ($> 60\%$) эти два нуклона взаимодействуют не последовательно, а как флуктон дейтронного типа.

7. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ЧАСТИЦ В ОТДЕЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Величины средней множественности заряженных частиц n_{ch} для некоторых из изучаемых каналов реакций приведены в табл. 8.

Таблица 8. Величины средней множественности (n_{ch}) заряженных частиц

| Падающая частица | Мишень | | |
|-------------------|-----------------|-----------------|-------------------------------------|
| | d_F^C | N_F^C | p |
| p [15] | $4,05 \pm 0,27$ | $2,97 \pm 0,12$ | $2,86 \pm 0,22$ $2,37 \div 2,60$ |
| n_f^C | $3,73 \pm 0,79$ | $2,94 \pm 0,46$ | $2,73 \pm 0,25$ |
| d_F^C | $3,30 \pm 0,20$ | $3,82 \pm 0,76$ | $3,37 \pm 0,58$ |
| d (оба нуклона) | — | $3,05 \pm 0,14$ | $2,95 \pm 0,18$ |
| d (один нуклон) | — | $2,78 \pm 0,20$ | $2,70 \pm 0,21$ |

В том случае, если взаимодействие состоит из «последовательных» нуклон-нуклонных столкновений, полная множественность заряженных частиц n_{ch} в процессах $d_F^C + N_F^C$, $d + N_F^C$ должна существенно превышать множественность $p + p$ -взаимодействий. Как видно из табл. 8, действительно, наблюдается некое превышение, но оно небольшое. Например, отношение наблюдаемых средних множественностей заряженных частиц n_{ch} в столкновениях нуклонов с нуклонами к n_{ch} в столкновениях двухнуклонных флуктонов с нуклонами составляет $n_{ch}(p + p)/n_{ch}(p + d_F^C) = 0,71 \pm 0,06$ и $n_{ch}(d(\text{один нуклон}) + p)/n_{ch}(d_F^C + p) = 0,70 \pm 0,02$.

Выходит, что здесь, так же как и при рассмотрении одночастичных спектров взаимодействий квазичастиц и свободных частиц с дейтериеподобными флуктонами (см. разд. 6), нужно предположить, что большая часть ($\approx 60\%$) налетающих дейтронов в области масс $M_{tot}^2 = 20,55 \text{ ГэВ}^2$ взаимодействует с нуклонами как целое. В скобках табл. 8 приведена средняя множественность заряженных частиц во всех $d + p$ -соударениях.

8. ЗАМЕЧАНИЯ О КУМУЛЯТИВНОСТИ

Рассмотрим два вида взаимодействия частиц A и b с разным типом кинематики, причем частица A тяжелее, чем частица b .

1. Реакция $A + b \rightarrow$, где A есть частица налетающая и имеет импульс $4,2 \text{ ГэВ}/c/N$.

На рис. 6, б показано распределение продольных импульсов протонов в канале $d_F^C + N_F^C$ ($n = 2, n_{\text{part}}=3$) реакции $C + C$. Количество протонов, максимально нарушающих кинематику нуклон-нуклонного взаимодействия, т. е. количество протонов, имеющих импульс больше $4,2 \text{ ГэВ}/c$, в реакции $d_F^C + N_F^C$ составляет $12,5\%$ от всех рожденных протонов.

В реакции $d_F^C + N_F^C$ кумулятивные частицы, летящие назад, обязаны своим рождением только вторичным взаимодействиям и ферми-импульсам. Поэтому количество таких частиц оказывается очень малым. Например, в распределении продольных импульсов протонов (см. рис. 6, б) в заднюю полусферу летит меньше $1,0\%$ от всех протонов.

2. Реакция $b + A \rightarrow$.

Показано [9,14], что в этом случае ни вторичные взаимодействия, ни учет ферми-движения нуклонов ядра не могут объяснить обильное появление кумулятивных частиц, летящих назад, особенно летящих назад протонов. На рис. 6, а приведены спектры продольных импульсов протонов для канала ядерной реакции $C + C$: $N_F^C + d_F^C$ ($n = 1, n_{\text{part}} = 3$). Как видно из рис. 6, в направлении, противоположном пучку, вылетает $\approx 14\%$ всех протонов.

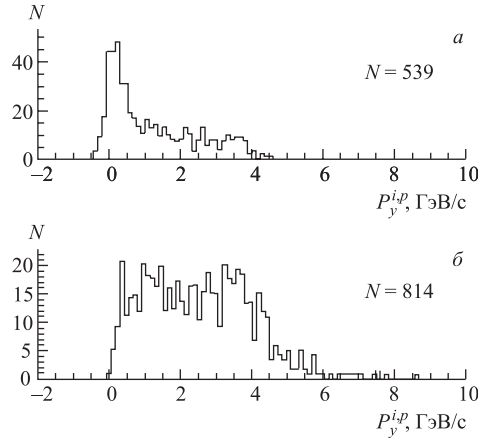


Рис. 6. Распределение одночастичных продольных импульсов $P_y^{i,p}$ для двух реакций $C + C$ -взаимодействий: $N_F^C + d_F^C$ (а) и $d_F^C + N_F^C$ (б).

Как было выяснено в разд. 6, двухнуклонный объект A в реакциях $d_F^C + N_F^C$ ($n = 2, n_{\text{part}} = 3$) и $N_F^C + d_F^C$ ($n = 1, n_{\text{part}} = 3$) более чем в 60% событий проявляется как одна целая частица-флуктон. В остальных событиях это просто два нуклона, взаимодействующих последовательно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С помощью таких общих величин, как продольный $\sum P_y^i$ и поперечный $\sum P_t^i$ импульсы, просуммированных по всем зарегистрированным частицам, и полная энергия, определенная в системе центра масс этих частиц — M_{tot}^2 , были выделены отдельные группы событий, соответствующие столкновениям трех нуклонов одновременно.

2. Анализ средних величин импульсов одночастичных спектров заряженных π -мезонов и протонов, а также средних множественностей этих частиц говорит о том, что более половины ($> 60\%$) таких реакций представляют из себя взаимодействие двухнуклонных объектов-флуктонов с нуклонами, остальные состоят из вторичных взаимодействий между нуклонами.

3. Как средние импульсы рожденных частиц, так и их средние множественности во взаимодействиях с налетающим флуктоном значительно меньше тех значений, которые были бы в случае, если бы вместо флуктона два налетающих нуклона взаимодействовали последовательно.

4. В области фрагментации флуктона наблюдается обильное рождение кумулятивных частиц. Количество частиц с импульсами, нарушающими максимально нуклон-нуклонную кинематику, здесь составляет 12–15% от всех рожденных частиц.

Благодарности. Считаю своим долгом выразить глубокую благодарность всем участникам сотрудничества 2-м пропановой пузырьковой камеры за предоставление экспериментальных результатов. Работа не была бы завершена без поддержки, внимания и обсуждений с А. И. Малаховым. Мы также весьма признательны Ю. А. Трояну, М. А. Токареву, О. В. Рогачевскому, В. К. Лукьянову за полезные дискуссии и помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Brueckner K., Eden R., Francis N.* // Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 1445.
2. *Hadley J., York H.* // Phys. Rev. 1950. V. 80. P. 345.
3. *Мещеряков М. Г. и др.* // ДАН СССР. 1956. Т. 109. С. 499;
Ажгирей Л. С. и др. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33, вып. 5(11).

4. *Bethe H.* // Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 1354.
5. *Блохинцев Д. И.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33, вып. 5(11).
6. см.: *Heckman Harry H.* // Proc. of Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Uppsala, Sweden, June, 18–22, 1973; *Steiner H.* Lecture on Adriatic Meeting on Particle Physics, Rovinj, Yugoslavia, September 23 Oct. 5, 1973.
7. *Лексин Г. А.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 445;
Лексин Г. А. Ядерный скейлинг. М.: МИФИ, 1975.
8. *Балдин А. М.* // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 429.
9. *Лукьянов В. К., Титов А. И.* // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 815.
10. *Agakishiev G. N. et al.* // Yadernaia Fizika. 1984. V. 40. P. 1209;
Armutiński D. et al. // Zett Phys. A. 1987. V. 328. P. 455; *Simic L. J. et al.* // Phys Rev. D. 1986. V. 34. P. 692.
11. *Агакишиев Г. Н. и др.* Сообщение ОИЯИ 1-83-662. Дубна, 1983;
Бондаренко А. И. и др. Сообщение ОИЯИ P1-98-292. Дубна, 1998.
12. *Биргер Н. Г., Смородин Ю. А.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37, вып. 5(11).
13. *Bugg D. V. et al.* // Phys. Rev. B. 1964. V. 133. P. 1017;
14. *Litvinenko A. G., Malakhov A. I., Zarubin P. I.* // Proc. of the XI Int. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, 1994. P. 228.
15. *Benary Odette et al.* // Particle data group, august, UCRL-200000 NN. 1970.

Получено 22 июня 2004 г.