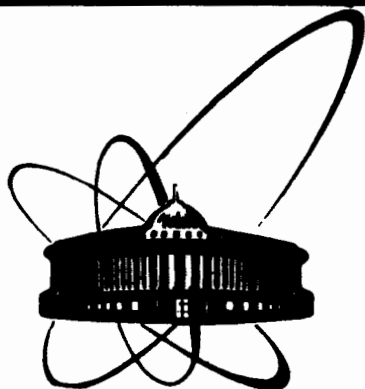


87-941



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-87-941

Д.К.Копылова

**НАБЛЮДЕНИЕ
НУКЛОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
С $P_0 = 4,2$ И 10 ГэВ/с С СУММОЙ
КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ
БОЛЬШЕ НАЧАЛЬНОЙ**

1987

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе обобщаются основные результаты, полученные при изучении ядерных взаимодействий с быстрыми частицами вперед на снимках с 2-метровой пропановой камеры^{1-2/}. В $p(C_3H_8)$ -, $n(C_3H_8)$ - и $d(C_3H_8)$ -взаимодействиях с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с·нуклон^{1,3/} и в $p(C_3H_8)$ -взаимодействиях с $P_0 = 10$ ГэВ/с^{2/} найдены события, где суммарная кинетическая энергия вторичных частиц больше начальной.

Для пояснения обратимся к закону сохранения полной энергии для ядерных взаимодействий (пренебрегая энергией связи нуклонов в ядре):

$$T_0 + m_0 + M = \sum (T_i)_{\text{фр}} + \sum (T_i + m_{\pi})_{\text{зар}} + \sum (T_i)_{\text{п}} + \sum (T_i + m_{\pi})_{\text{нейт}} + M',$$

где T_0 и m_0 — кинетическая энергия и масса налетающей частицы, T_i — кинетические энергии вторичных частиц любого сорта, M' — сумма масс фрагментов ядра и остаточного ядра. После применения закона сохранения барионного заряда получим $T_0 \geq T_{\text{изм}}$, где $T_{\text{изм}}$ — сумма кинетических энергий фрагментов ядра (p, d) и полных энергий, рожденных во взаимодействии π -мезонов, наблюдаемых в камере. Однако в ядерных взаимодействиях есть неупругие события с $T_{\text{изм}} > T_0$. Если это так, то для этих событий следует предположить в процессе взаимодействия уменьшение остаточной массы ядра M' .

События с $T_{\text{изм}} > T_0$ — это события с быстрыми частицами ($P_{||1}/P_0 > 0,5$) вперед, среди которых наблюдаются и быстрые, π -мезоны, и имеющие $\sum P_{||1} > P_0$ (рис. 1). Главный методический вопрос — это вопрос идентификации положительных частиц (π^+ , p , d) в этих взаимодействиях. В зависимости от их массы, при определенном импульсе, меняется величина кинетической энергии, и для быстрых частиц это изменение значительно ($T_{\pi} > T_p > T_d$; $\delta T_{p \rightarrow d} \approx 0,6$ ГэВ при $P = 4$ ГэВ/с).

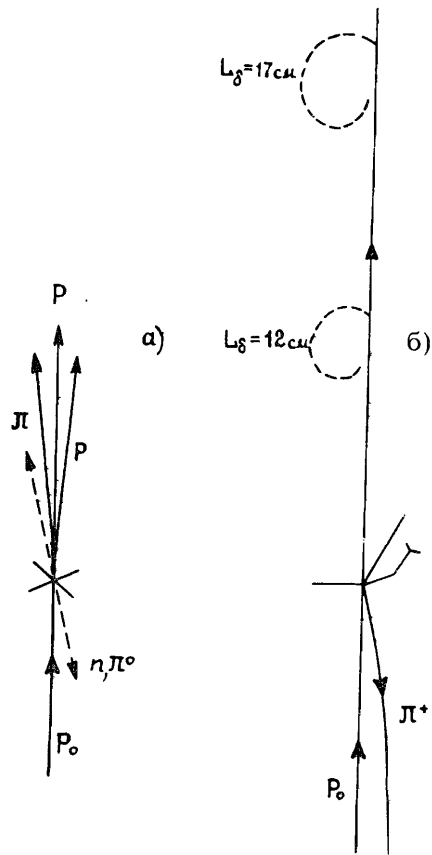
В отобранных взаимодействиях проводилась идентификация быстрых частиц статистическими методами. Было получено, что, в основном, самые быстрые частицы во взаимодействии имеют ту же массу, что и налетающая частица, а среди частиц с $P > > 1$ ГэВ/с, которые считались протонами, половину составляют

Рис. 1. а) Схематическое изображение событий с $T_{изм} > T_0$, б) рС_{кум}-взаимодействие с энергичными σ -электронами на следе быстрой частицы.

π^+ -мезоны. Это увеличивает величину $T_{изм}$ по сравнению с найденной ранее. Из-за возможных, не учитываемых нами методических погрешностей в измерении импульсов быстрых частиц на "хвосте" спектра, проводилось сравнение распределений $T_{изм} > T_0$ для неупругих событий с распределениями $T_{изм}$ для упругих взаимодействий, имеющих максимальную погрешность. Был сделан вывод о том, что рассмотренными методическими причинами не удастся полностью объяснить существование указанных событий.

На примере наблюдаемых рС-событий оценим, какова величина превышения $T_{изм}$ над T_0 в предположении, что летящая вперед частица — протон. Среди рС-взаимодействий есть события с кумулятивными π -мезонами назад ($\theta \approx 180^\circ$)^{4/} и одной положительной частицей вперед. При $P_0 = 10$ ГэВ/с и $P(\pi_{кум}) = 0,3$ ГэВ/с из закона сохранения импульса $P_0 = \vec{P}_1'' + P_2''$ следует, что импульс частицы вперед — 10,3 ГэВ/с, и тогда минимальное значение $T_{изм} - T_0$ составляет $\sim 0,7$ ГэВ (без учета нейтральных частиц). В принципе, превышение $T_{изм}$ над T_0 может быть и в событиях, где наблюдаются частицы с большим P_1 , при условии, что частица вперед — той же природы, что и налетающая.

В камере найден редкий случай (вероятность наблюдения такого события составляет $(1:5) \times 10^{-6}$) рС-взаимодействия с кумулятивным π^+ -мезоном назад, где на следе летящей вперед частицы зафиксированы два σ -электрона (рис. 1б) с энергией, близкой к E_δ^{max} для дейтрона. Вероятность того, что эта частица — протон, а не дейтрон, составляет $> 78\%$, и в предположении протона получено $T_{изм} - T_0 = (0,75 \pm 0,30)$ ГэВ.



СОБЫТИЯ С $T_{изм} > T_0$

а) Методика выделения событий

При начальном импульсе 4,2 ГэВ/с нукл события с $T_{изм} > T_0$ выделялись из р(C_3H_8)- и п(C_3H_8)-взаимодействий; п(C_3H_8)-события были взяты из d(C_3H_8)-взаимодействий, имеющих стриппинговый протон с углом вылета $\theta \leq 3^\circ$ и импульсом (3,5-4,7) ГэВ/с. При начальном импульсе 10 ГэВ/с использовались две группы событий: р(C_3H_8)-взаимодействия и рС-события, имеющие заряженную частицу назад (π, p, d), и отобранные для анализа кумулятивных взаимодействий по критериям, описанным в работе^{4/}. Будем условно называть эти события кумулятивными (рС_{кум})^{*}. Из всех типов событий исключались однолучевые звезды, т.к. существуют их потери при просмотре. Для остальных событий находилась сумма продольных импульсов всех заряженных вторичных частиц ($\sum P_{||i}$) и величина $T_{изм}$, равная сумме кинетических энергий фрагментов (p, d) и полных энергий рожденных частиц: $T_{изм} = \sum (T_i)_{фр} + \sum (T_i + m_\pi)$. Идентификация вторичных частиц проводилась обычным способом, используемым в пропановой камере^{5/}. Положительные частицы с $P > 1$ ГэВ/с считались протонами. Отбирались только те события, в которых импульсы вторичных частиц измерены с ошибкой ниже 15%. По кинематическим критериям из р(C_3H_8)-событий выделялись упругие взаимодействия.

Величина T_0 находилась из распределений $T_{изм}$ построенных для упругих взаимодействий или стриппинговых протонов, т.к. корректное сравнение величин $T_{изм}$ и T_0 может быть сделано только тогда, когда они получены из измерений импульсов частиц, находящихся в одной и той же области камеры ($T_0^{упр} = 3,1$ ГэВ; $\sigma = 0,5$ ГэВ; $T_0^{упр} = 8,6$ ГэВ; $\sigma = 1,3$ ГэВ). События с $T_{изм} > T_0$ по своему положению в камере не отличаются от всех остальных взаимодействий ($\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ вершин событий с $T_{изм} > T_0$ в пределах ошибок совпадает с $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ событий без выборки). Разделение взаимодействий на углеродные (рС) и нуклонные (рр) не проводилось из-за неопределенности такого деления $\sim 10\%$.

б) Идентификация положительных частиц

В событиях с $T_{изм} > T_0$ проводилась идентификация положительных частиц с $P > 0,8$ ГэВ/с (π^+, p, d) методом счета числа σ -электронов с $E_\delta > 1$ МэВ на их треках^{6/}. В р(C_3H_8)-событиях с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с получено: число π^+ -мезонов среди частиц с $P = (0,8-2,5)$ ГэВ/с составляет $(48 \pm 13)\%$, а протонов среди частиц

^{*} Отбирались взаимодействия, где в интервал углов $\theta > 135^\circ$ в л.с.к. испускался хотя бы один протон с кумулятивным числом $\beta > 1,2$ или π -мезон с $\beta > 0,6$, где $\beta = (E - P \cos \theta) / m_N$ (E — полная энергия, P — импульс рассматриваемой частицы в л.с.к., m_N — масса нуклона).

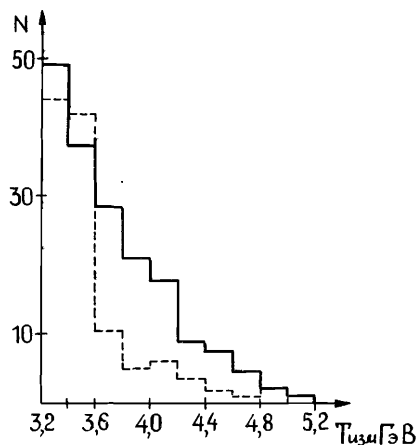


Рис. 2. Распределение величин $T_{изм}$ для $p(C_3H_8)$ -взаимодействий в предположении, что частицы с $P > 1$ ГэВ/с — протоны (пунктирная линия). Распределение $T_{изм} > T_0$ после внесения поправок в идентификацию быстрых положительных частиц (сплошная линия).

с $P > 2,5$ ГэВ — $(97 \pm 12)\%$. В событиях с $P_0 = 10$ ГэВ/с в интервале импульсов $(1;5)$ ГэВ/с π^+ -мезоны составляют $(46 \pm 16)\%$. Для частиц с $P > 5$ ГэВ/с использовался метод измерения пробегов до взаимодействия^{17/}. Пробег получился

равным (152_{-27}^{+40}) см, что наилучшим образом согласуется с пробегом протонов в пропане ($L_p = 140$ см; $L_d = 90$ см).

Для событий с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с проводилось сравнение импульсных спектров π^+ -мезонов и положительных частиц в p - и n -пропан-взаимодействии. Это также дало возможность оценить долю π^+ -мезонов среди положительных частиц с $P = (0,8-2,5)$ ГэВ/с. В событиях с $T_{изм} > T_0$ в $p(C_3H_8)$ -взаимодействии эта доля составляет $\sim 53\%$, а в $n(C_3H_8)$ -взаимодействии — $\sim 40\%$.

В работах^{18/} электронной методикой изучалась импульсная зависимость выходов частиц (π^+ , p , d) в pA -взаимодействии под углом $3,5^\circ$ с $P_0 = 4,54$ и $10,1$ ГэВ/с. В pVe -взаимодействии получено отношение выходов:

$$\begin{aligned} \text{для } P_0 = 4,54 \text{ ГэВ/с} \quad \left\{ \begin{array}{l} N(\pi^+)/N(p) = 1 \quad P = (1 \div 2) \text{ ГэВ/с} \\ N(p)/N(d) = 100 \quad P = (2,5 \div 4) \text{ ГэВ/с} \end{array} \right. \\ \text{для } P_0 = 10,1 \text{ ГэВ/с} \quad \left\{ \begin{array}{l} N(\pi^+)/N(p) = 1 \quad P = (1 \div 5) \text{ ГэВ/с} \\ N(p)/N(d) = 300 \quad P > 5 \text{ ГэВ/с.} \end{array} \right. \end{aligned}$$

Данные работ^{18/} согласуются с полученными нами результатами и были также использованы для внесения поправок в идентификацию положительных частиц ($p \rightarrow \pi^+$). Исправленные в соответствии с измененной идентификацией значения $T_{изм}$ для $p(C_3H_8)$ -взаимодействий приведены на рис. 2.

в) Оценка погрешностей измерений в величинах $T_{изм} > T_0$

Так как величина истинных экспериментальных ошибок $\Delta T_{изм}$ на "хвосте" распределения $T_{изм}$ неизвестна, рассмотрим два крайних случая — максимальных и минимальных погрешностей. Распределение $T_{изм}$ для упругих событий учитывает ферми-импульс нуклонов в ядре и дает максимально возможную погрешность для событий с $T_{изм} > T_0$ (из расчетов по геометрической программе для

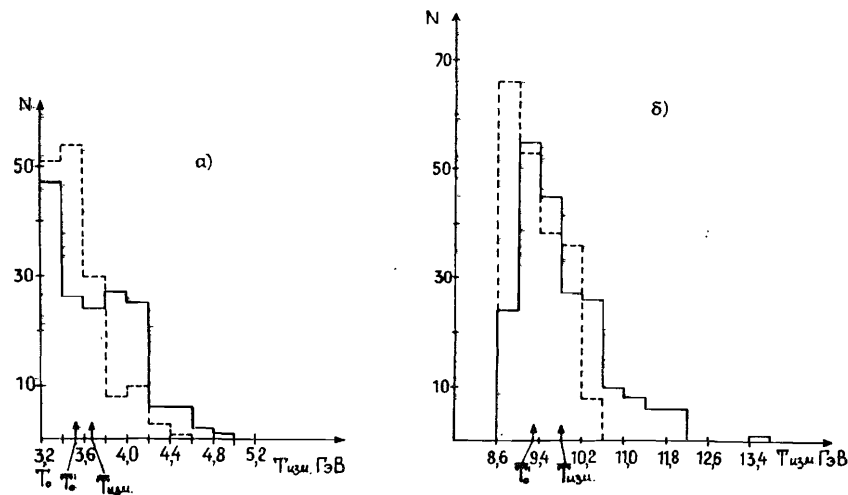


Рис. 3. Распределение величин $T_{изм}$ для $p(C_3H_8)$ -взаимодействий после внесения поправок в идентификацию быстрых положительных частиц (сплошная линия); распределение $T_{изм}$ для упругих взаимодействий (пунктирная линия). а) $P_0 = 4,2$ ГэВ/с, б) $P_0 = 10$ ГэВ/с.

$P_0 = 4,2$ ГэВ/с $\overline{\Delta T_{изм}^{упр}} = 0,30$ ГэВ, а $\overline{\Delta T_{изм}^{T_{изм} > T_0}} = 0,27$ ГэВ). Однако $\overline{\Delta T_{изм}^{упр}}$, выдаваемая геометрической программой, в 1,7 раза меньше среднеквадратичной ошибки, полученной из распределения $T_{изм}^{упр}$, и поэтому $\Delta T_{изм}^{T_{изм} > T_0}$ также в 1,7 раза было увеличено. На рис. 3 проводится сравнение распределений $T_{изм} > T_0$ с $T_{изм}^{упр}$, где число событий из правой части распределения $T_{изм}^{упр}$ (среднее значение T_0') нормировано на число событий с $T_{изм} > T_0$. В случае минимальной ошибки T_0' совпадает с T_0 . Число событий, выходящих за упругие кривые, составляет (3-4)% от всех неупругих взаимодействий. Для $p(C_3H_8)$ -событий с $T_{изм} > T_0$ сравнение проводится с правой частью распределения стриппинговых протонов. В двух крайних случаях разность средних значений $T_{изм} - T_0$ со статистическими ошибками, увеличенными в 1,7 раза, составляет для $P_0 = 4,2$ ГэВ/с:

$$\begin{aligned} & \text{в } p(C_3H_8)\text{-взаимодействии } (0,18 \div 0,48) \pm 0,09 \text{ ГэВ,} \\ & \text{в } n(C_3H_8)\text{-взаимодействии } (0,20 \div 0,54) \pm 0,10 \text{ ГэВ} \\ & \text{для } P_0 = 10 \text{ ГэВ/с в } p(C_3H_8)\text{- и } pC_{кум}\text{-событиях } (0,48 \div 1,22) \pm \\ & \pm 0,21 \text{ ГэВ. Добавление энергии } \gamma\text{-квантов, включенных в ленту} \\ & \text{суммарных результатов только для } pC_{кум}\text{-событий, увеличивает} \\ & \text{значение } T_{изм}\text{ в среднем на взаимодействие на } (0,22 \pm 0,04) \text{ ГэВ,} \\ & \text{(без весов). Учет весов } \gamma\text{-квантов приводит не только к увеличению} \\ & \text{энергии } (E_{\gamma_i} \cdot W_{\gamma_i}), \text{ но и к увеличению ошибок. Разность} \\ & \overline{T_{изм}} - \overline{T_0} \text{ с учетом } E_{\gamma} / v_{\gamma} \text{ в сумме для } p(C_3H_8) \text{ и } pC_{кум}\text{-взаимо-} \end{aligned}$$

действий находится в пределах $(0,59 \pm 1,33) \pm 0,22$ ГэВ. Ошибки в $T_{изм}$ для событий с $T_{изм} > T_0$ находились также способом "размытия" этого распределения путем розыгрыша ошибок $T_{изм}$. Ошибка среднего значения для $P_0 = 4,2$ ГэВ/с получена равной 0,20 ГэВ, и тогда величина разности $\bar{T}_{изм} - \bar{T}_0$ составляет $(0,51 \pm 0,21)$ ГэВ, а для $P_0 = 10$ ГэВ/с — 0,52 ГэВ и $(1,33 \pm 0,54)$ ГэВ соответственно.

г) Характеристики событий с $T_{изм} > T_0$

На рис. 4 приводятся импульсные распределения положительных частиц с максимальным импульсом в событиях с $T_{изм} > T_0$ при $P_0 = 4,2$ и 10 ГэВ/с. Во всех распределениях наблюдается увеличение числа частиц с импульсами, близкими к импульсу первичной частицы.

В табл. 1 приведены характеристики π^- -мезонов из событий с $T_{изм} > T_0$ в сравнении с характеристиками π^- -мезонов из всех неупругих p- и n-пропан-событий при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Из таблицы видно, что во взаимодействиях с $T_{изм} > T_0$, среднее энергово-

Таблица 1

| $P_0 = 4,2$ ГэВ/с | $T_{изм} > T_0$ | | Все события | |
|-------------------------|-----------------|-------------------------|-----------------|-------------------------|
| | $N(\pi^-)/вз.$ | $P(\pi^-)/вз.$ ГэВ/с | $N(\pi^-)/вз.$ | $P(\pi^-)/вз.$ ГэВ/с |
| $P(C_3H_8)$ (151 сл) | $0,61 \pm 0,06$ | $0,36 \pm 0,04$ | $0,28 \pm 0,01$ | $0,16 \pm 0,01$ |
| $n(C_3H_8)$ (172 сл) | $1,12 \pm 0,01$ | $0,83 \pm 0,06$ | $0,59 \pm 0,02$ | $0,39 \pm 0,02$ |

Таблица 2

| | $\bar{P}_{лаб}$ ГэВ/с | $\bar{\theta}_{лаб}^\circ$ | \bar{P}_\perp ГэВ/с | \bar{y} |
|--|-----------------------|----------------------------|-----------------------|-----------------|
| Все nC-взаим. | $0,63 \pm 0,03$ | $41 \pm 1,5$ | $0,27 \pm 0,01$ | $1,08 \pm 0,03$ |
| Из nC-взаимодействий выброшены события с $T_{изм} > T_0$ | $0,56 \pm 0,03$ | $44 \pm 1,5$ | $0,24 \pm 0,01$ | $0,99 \pm 0,03$ |
| Расчет по ДКМ | $0,54 \pm 0,01$ | 47 ± 1 | $0,231 \pm 0,005$ | $0,94 \pm 0,01$ |

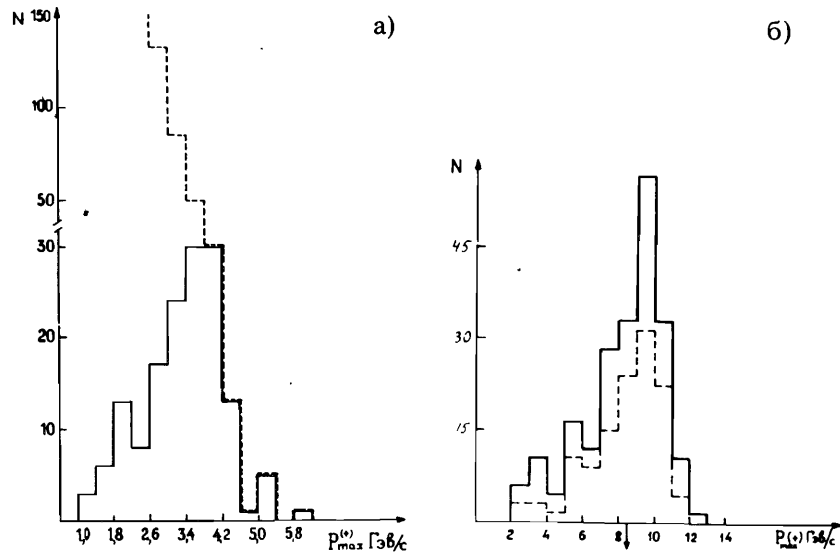


Рис. 4. а) Импульсное распределение положительных частиц с максимальным импульсом в $p(C_3H_8)$ -событиях, где $T_{изм} > T_0$, (сплошная линия); частицы с P_{max} из $p(C_3H_8)$ -взаимодействий без выборки (пунктир), $P_0 = 4,2$ ГэВ/с; б) импульсное распределение положительных частиц с P_{max} в событиях с $T_{изм} > T_0$; $pC_{кум}$ -события (пунктир); сумма для $p(C_3H_8)$ и $pC_{кум}$ -событий (сплошная линия), $P_0 = 10$ ГэВ/с.

деление, приходящееся на π^- -мезоны в событиях, $P_{\pi^-}/вз$, более чем в два раза превышает энерговоыделение, наблюдаемое во всех событиях без выборки. В основном это происходит за счет увеличения числа π^- -мезонов. Для идентифицированных π^+ -мезонов наблюдается та же тенденция. Было проведено сравнение характеристик π^- -мезонов в nC-событиях с дубненской каскадной моделью^{9/}. Согласие улучшается, если из nC-взаимодействий исключить события с $T_{изм} > T_0$ (см. табл. 2). Из таблицы видно, что π^- -мезоны с большими импульсами и летящие под малыми углами вперед не описываются каскадной моделью. Характеристики событий с $T_{изм} > T_0$ при $P_0 = 10$ ГэВ/с представлены в таблице 3. Разделим условно эти события на две группы: в первую попадут те, в которых самая быстрая частица во взаимодействии имеет $P_{max} < 8,5$ ГэВ/с, во вторую — все остальные (см. рис. 4б). В событиях, где $P_{max} < 8,5$ ГэВ/с, наблюдается в (2-3) раза большее энерговоыделение, приходящееся на π^- -мезоны во взаимодействии, по сравнению с взаимодействиями без вы-

Таблица 3

| $P_0 = 10 \text{ ГэВ/с}$ | $T_{\text{изм}} > T_0$ | | | Все события | |
|--|------------------------|-----------------------------|--|-----------------------|-----------------------------|
| | $N(\pi^-)/\text{вз.}$ | $P(\pi^-)/\text{вз. ГэВ/с}$ | $E_\gamma/\text{вз. ГэВ}$ ($p_{\text{Скум}}$) | $N(\pi^-)/\text{вз.}$ | $P(\pi^-)/\text{вз. ГэВ/с}$ |
| $P_{\text{max}} < 8,5 \text{ ГэВ/с}$ 88 сл 31у | $1,44 \pm 0,12$ | $2,43 \pm 0,15$ | $0,44 \pm 0,10$ ($2,7 \pm 1,1$) с W | $1,15 \pm 0,2$ | $1,04 \pm 0,02$ |
| $P_{\text{max}} > 8,5 \text{ ГэВ/с}$ 120 сл 11у | $0,63 \pm 0,08$ | $0,38 \pm 0,05$ | $0,07 \pm 0,03$ ($0,3 \pm 0,2$) | | |

борки. Это происходит как за счет увеличения числа π^- -мезонов, так и за счет увеличения их импульсов. Небольшая статистика γ -квантов не позволяет с хорошей точностью учесть энергию ($E_\gamma; W_\gamma$), уносимую π^0 -мезонами. Однако наблюдаются положительные корреляции между числом π^- и π^0 -мезонов, вылетевших из взаимодействий с $P_{\text{max}} < 8,5 \text{ ГэВ/с}$. В основном γ -кванты вылетают в переднюю полусферу так же, как и быстрые π^- -мезоны.

В событиях с $T_{\text{изм}} > T_0$ изучались азимутальные корреляции между быстрыми частицами, летящими вперед, $\Delta\phi_1$ (с P_{max} и следующей по импульсу частицей) и в $p_{\text{Скум}}$ -событиях корреляции между частицами с $P_{\text{max}} > 5 \text{ ГэВ/с}$ и кумулятивными π^- -мезонами назад ($\Delta\phi_2$). Получены значения величин отклонения (σ) среднего значения разности азимутальных углов от ожидаемого для случая симметричных распределений ($\Delta\phi = \pi/2$); $\delta_1 = \Delta\phi_1 - \Delta\phi = 0,72 \pm 0,08$ и $\delta_2 = \Delta\phi_2 - \Delta\phi = 0,53 \pm 0,18$. Этот результат служит указанием на вылет частиц из единой промежуточной системы^{/2,3/}.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основной вопрос, обсуждаемый в этой работе, — наблюдаются ли действительно ядерные взаимодействия с $T_{\text{изм}} > T_0$ или эти события есть результат проявления методических ошибок? Важным аргументом в пользу истинности их существования является отличие характеристик событий с $T_{\text{изм}} > T_0$ от всех остальных взаимодействий. В выделенных событиях наблюдается в (2-3) раза большее энерговыделение, приходящееся на π^- -мезоны. Причем при $P_0 = 4,2 \text{ ГэВ/с}$ это происходит, в основном, за счет увеличения числа π^- -мезонов, а при $P_0 = 10 \text{ ГэВ/с}$ — как за счет числа, так и за счет увеличения их импульсов. В этих же взаимодействиях наблюдается и большее число γ -квантов, которые летят в переднюю полусферу. Эта первая работа не была

целенаправленной на поиск событий с $T_{\text{изм}} > T_0$, в ней использован имеющийся статистический материал и не обойдены недостатки применяемой методики. Наиболее оптимальный объект исследования, где можно избежать неопределенности в идентификации быстрых частиц, — это π^- С-взаимодействия при $P_0 = (4\pm 7) \text{ ГэВ/с}$ с обязательным привлечением данных по нейтральным мезонам. По предварительным результатам, в π^- С-взаимодействиях с $P_0 = 4,65 \text{ ГэВ/с}$, наблюдаемых в 1-метровой пропановой пузырьковой камере, найдено 2,7% событий с $T_{\text{изм}} > T_0$ ($\Delta p/p \approx \approx 7\%$)*. В π^- р-взаимодействиях с $P_0 = 5 \text{ ГэВ/с}$, зарегистрированных в 1-метровой водородной камере, число событий с $T_{\text{изм}} > T_0$ из-за ошибок измерения составляет $< 0,4\%$ ($\Delta p/p \approx 3\%$)^{/2/}. Истинная величина $T_{\text{изм}}$ в событиях занижена, т.к. в нее не входят энергии фрагментов ядра, не регистрируемые камерой, и нейтральных частиц, компенсирующих большой импульс вперед. Можно было предполагать, что в событиях с быстрыми заряженными частицами нейтральных частиц мало или нет вовсе. Однако данные по $p_{\text{Скум}}$ -взаимодействиям свидетельствуют о том, что число γ -квантов больше в тех событиях, где наблюдается и большое энерговыделение π^- -мезонов, т.е. величина $T_{\text{изм}}$ в этих событиях должна намного увеличиться. Большая часть событий не детектируется как события с $T_{\text{изм}} > T_0$ из-за вылета в них быстрых нейтральных частиц, а также отбрасывается по причине больших ошибок в импульсах частиц ($\Delta p/p > 15\%$).

Источником появления кумулятивных частиц, как и частиц с большим P_\perp , в ядерных взаимодействиях является, по-видимому, "дополнительная" кинетическая энергия**. Это следует из того, что, с одной стороны, $p_{\text{Скум}}$ -события отличаются от всех рС-взаимодействий по своим характеристикам^{/10,11/}, а с другой стороны, во всех $p_{\text{Скум}}$ -взаимодействиях наблюдаются те же тенденции, что и в событиях с $T_{\text{изм}} > T_0$. В $p_{\text{Скум}}$ -событиях по сравнению с рС-взаимодействиями получены:

1. Большая множественность $p_{\text{Скум}}$ -событий. Отличие, в среднем, составляет 1,7 частицы на взаимодействие^{/10,11/}. Оказалось, что взаимодействия с испусканием кумулятивных протонов сопровождаются, как правило, повышенной множественностью протонов, события с $\pi^0_{\text{кум}}$ имеют повышенную множественность π^- -мезонов всех знаков.

2. В $p_{\text{Скум}}$ -взаимодействиях по сравнению с обычными рС-событиями наблюдается отличие характеристик (\bar{p} , $\bar{\theta}$, $\bar{\gamma}$) вторичных идентифицированных частиц: в $\pi_{\text{кум}}$ -событиях это имеет место

* По нашей просьбе данные получены А.А.Машиловым и Ю.Ф.Ломакиным.

** Имеется в виду энергия, дополнительная по отношению к допустимой по современным теоретическим представлениям, но вместе с тем возможная в рамках закона сохранения полной энергии.

для π^-, π^+, p , а в $p_{\text{кум}}$ -событиях для p и π^- -мезонов и нет отличия для π^+ -мезонов /10,11/.

3. Вероятность испускания кумулятивного π -мезона к уже наблюдаемому $\pi_{\text{кум}}$ или кумулятивного протона к $p_{\text{кум}}$ в (3-4) раза больше вероятности соответствующего кумулятивного взаимодействия среди неупругих pC -столкновений. Вероятность $pC_{\text{кум}}$ -взаимодействий с одновременным вылетом $\pi_{\text{кум}}$ и $p_{\text{кум}}$ сравнима с полной вероятностью $pC_{\text{кум}}$ -взаимодействий. Этот результат можно связывать с фактом независимости процессов испускания $\pi_{\text{кум}}$ и $p_{\text{кум}}$.

Как в $pC_{\text{кум}}$ -событиях, так и в событиях с $T_{\text{изм}} > T_0$, "дополнительная" кинетическая энергия идет или на образование большого числа π -мезонов разных знаков (среди них могут быть один или несколько кумулятивных мезонов), или на увеличение энергии барионов: образуются кумулятивные протоны и увеличивается множественность протонов в событии. Если во взаимодействии появляется "дополнительная" кинетическая энергия, то она должна распределяться между всеми вторичными частицами. Это иллюстрируется таблицей 4.

Таблица 4

| β_π | $\langle P_1^2 \rangle$ (ГэВ/с) ² | N_γ /вз. | $\Sigma (N_{\gamma_i} W_i)$ /вз. | E_{π^-} /вз. |
|---------------------|--|-----------------|----------------------------------|------------------|
| (0,6-1). 488 сл. | $0,18 \pm 0,01$ | $0,26 \pm 0,04$ | $2,38 \pm 0,23$ | $1,12 \pm 0,04$ |
| > 1 83 сл. | $0,53 \pm 0,08$ | $0,36 \pm 0,07$ | $3,09 \pm 0,57$ | $1,37 \pm 0,07$ |

В $pC_{\text{кум}}$ -событиях чем больше энергия кумулятивного π -мезона ($\beta > 1$), тем больший средний поперечный импульс частиц и большее, чем в других событиях, энерговыделение π^- -мезонов и число γ -квантов. Эти события поднимаются как бы на новый энергетический уровень, который, судя по распределениям $T_{\text{изм}}$ (рис. 3), в части событий может отличаться от T_0 для $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на 1 ГэВ, а для $P_0 = 10$ ГэВ/с на (2-3) ГэВ.

Появление адрон-ядерных взаимодействий с $T_{\text{изм}} > T_0$ может быть связано с уменьшением остаточной массы ядра-мишени, наблюдать которое используемая методика не позволяет.

В принципе, к такому эффекту могло бы привести образование в процессе взаимодействия ядерного фрагмента (ядра отдачи) с аномально большой энергией связи. К появлению событий с $T_{\text{изм}} > T_0$ привело бы и несохранение барионного числа. Од-

нако, согласно современным представлениям, при рассматриваемых энергиях вероятность такого процесса крайне мала.

Автор благодарит Д.Армутлийского, Р.Н.Бекмирзаева, Н.К.Куциди, Р.Тогоо за помощь в обработке материала, В.Л.Любошица и М.И.Подгорецкого за обсуждения и критические замечания, И.Н.Ерофееву, Е.Н.Кладницкую, Т.Канарека, В.Б.Любимова, В.М.Попову, С.Ю.Сивоклокова, Г.П.Тонееву, А.П.Чеплакова и группу румынских физиков: Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, С.Дица, Т.Понта за создание лент суммарных результатов $p(C_3H_8)$ - и $d(C_3H_8)$ -событий, а также выражает благодарность коллективу, обслуживающему 2-метровую пропановую камеру, и лаборантам отдела за получение и просмотр пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, Б1-1-87-247, Дубна, 1987.
2. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, Б1-1-87-372, Дубна, 1987.
3. Балеа Е. и др. ОИЯИ, Р1-85-132, Дубна, 1985.
4. Балдин А.М. – ДАН СССР, 1975, 222, с.1064.
Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, Р1-83-327, Дубна, 1983.
5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
6. Бэм Я. и др. ОИЯИ, Р1-2842, Дубна, 1966.
7. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, 1-11590, Дубна, 1978.
8. Воронцов И.А. и др. ИТЭФ-85, Москва, 1983; ИТЭФ-144, Москва, 1984.
9. Гудима К.К., Тонеев В.Д. – ЯФ, 1978, т.27, с.669;
Nucl. Phys. A, 1983, v.400, p.173.
10. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, Р1-85-839, Дубна, 1985.
11. Любимов В.Б. ОИЯИ, 1-83-710, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 декабря 1987 года

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

| Индекс | Тематика |
|--------|--|
| 1. | Экспериментальная физика высоких энергий |
| 2. | Теоретическая физика высоких энергий |
| 3. | Экспериментальная нейтронная физика |
| 4. | Теоретическая физика низких энергий |
| 5. | Математика |
| 6. | Ядерная спектроскопия и радиохимия |
| 7. | Физика тяжелых ионов |
| 8. | Криогеника |
| 9. | Ускорители |
| 10. | Автоматизация обработки экспериментальных данных |
| 11. | Вычислительная математика и техника |
| 12. | Химия |
| 13. | Техника физического эксперимента |
| 14. | Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами |
| 15. | Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях |
| 16. | Дозиметрия и физика защиты |
| 17. | Теория конденсированного состояния |
| 18. | Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники |
| 19. | Биофизика |

Копылова Д.К.

P1-87-941

Наблюдение нуклон-углеродных взаимодействий с $P_0 = 4,2$ и 10 ГэВ/с с суммой кинетических энергий вторичных частиц больше начальной

Среди $p(C_3H_8)$ - и $n(C_3H_8)$ -взаимодействий с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с и $p(C_3H_8)$ -взаимодействий с $P_0 = 10$ ГэВ/с, зарегистрированных в 2-метровой пропановой камере, наблюдались неупругие события с быстрыми частицами вперед, в которых сумма кинетических энергий фрагментов и полных энергий рожденных частиц ($T_{изм} = \sum(T_1)_{фр} + \sum(T_1 + m_\pi)$) превышает значение кинетической энергии налетающей частицы (T_0). В событиях с $T_{изм} > T_0$, в предположении максимальных и минимальных погрешностей $\Delta T_{изм}$ найдены границы изменения величин $T_{изм} - T_0$. После проведенной статистическими методами идентификации быстрых положительных частиц для событий с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с получено $T_{изм} - T_0 = (0,19 \pm 0,51)$ ГэВ со статистической ошибкой $0,09$ ГэВ, а для $P_0 = 10$ ГэВ/с $(0,59 \pm 1,33) \pm 0,21$ ГэВ, что соответствует числу событий с $T_{изм} > T_0$ от 3 до 9%. В группе событий с $T_{изм} > T_0$ наблюдается повышенное в (2-3) раза энерговыделение, приходящееся на π^- -мезоны, по сравнению с событиями без выборки. Делается вывод о том, что появление событий с $T_{изм} > T_0$ не удается полностью объяснить методическими причинами.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Kopylova D.K.

P1-87-941

Observation of Nucleon-Carbon Interactions at $P_0 = 4.2$ and 10 GeV/c with the Summary Kinetic Energy of Secondaries Higher than the Incident One

Inelastic events with fast forward particles have been observed among $p(C_3H_8)$ and $n(C_3H_8)$ interactions at $P_0 = 4.2$ GeV/c and $p(C_3H_8)$ interactions at $P_0 = 10$ GeV/c detected in a 2 m propane bubble chamber. In these events the sum of the kinetic energies of fragments and the total energies of produced particles, $T_{meas} = \sum(T_1)_{fr} + \sum(T_1 + m_\pi)$, exceeds the kinetic energy of the projectile (T_0). Assuming maximum and minimum errors of ΔT_{meas} the limits of variation of $T_{meas} - T_0$ have been found in the events with $T_{meas} > T_0$. Using the statistical methods of identification of fast positive particle, $T_{meas} - T_0 = (0.19 \pm 0.51)$ GeV with a statistical error of 0.09 GeV for the events of $P_0 = 4.2$ GeV/c, and it is equal to $(0.59 \pm 1.33) \pm 0.21$ GeV for $P_0 = 10$ GeV/c. This corresponds to the number of events with $T_{meas} > T_0$ from 3 to 9%. In the group of events with $T_{meas} - T_0$ a (2-3) fold increase of energy release for π^- -mesons has been observed as compared to the events without selection. The conclusion can be drawn that the events with $T_{meas} > T_0$ cannot be completely interpreted as a consequence of methodic errors.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987