

С3436

4528/87

Армутлийски Д.
и др.



Б1-1-87-247

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-87-247

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1987

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

51-1-87-247

Армутлийски Д., Балеа Е.^I, Балеа О.^I, Болдеа В.^I,
Лица С.^I, Копылова Д.К., Понта Т.^I, Тогоо Р.

"ИЗУЧЕНИЕ p И n -ПРОПАН ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С
ИСПУСКАНИЕМ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ВПЕРЕД ПРИ ИМПУЛЬСАХ
НАЛЕТАЮЩИХ НУКЛОНОВ 4,2 ГэВ/с"

Руководитель группы
в издательстве ЦИФИА
.. 15.04.87 г.

г.Дубна, 1987

I ЦИФИА, Бухарест

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А Н Н О Т А Ц И Я

Из неупругих p и n - пропан взаимодействий с $P_0=4,9$ ГэВ/с зарегистрированных в 2-х метровой пропановой камере, выделены события, в которых сумма продольных импульсов ($\sum P_{||i}$) и сумма кинетических энергий фрагментов и полных энергий рожденных частиц ($\sum (T_i)_{pp} + \sum (T_i + m_{\pi}) = T_{\text{изм}}$) превышает значения импульса и кинетической энергии для налетающей частицы (P_0, T_0). В этих событиях образуются быстрые частицы, летящие вперед ($X = P_{||}/p_0 \geq 0,5$).

Сравнение n и p - пропан взаимодействий и проведенная статистическими методами идентификация быстрых положительных частиц позволила определить их массовый состав (π^+, p, d).

Экспериментальное распределение $T_{\text{изм}}$ для выделенных событий на уровне значимости 0,01 разделяется на две независимые выборки, одна из которых имеет максимум при значении $T_{\text{изм}}$, отличающийся от начальной энергии на ~ 1 ГэВ, а другая определяется ошибками измерений.

Число событий с $T_{\text{изм}} > T_0$, выходящих за пределы максимальных погрешностей, составляет $\sim 4\%$ от всех неупругих взаимодействий.

В событиях с $T_{\text{изм}} > T_0$ наблюдается в ~ 2 раза большее энерговыделение, приходящееся на Π^- -мезоны по сравнению с найденным для всех неупругих взаимодействий.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением исследований неупругих ядерных взаимодействий с быстрыми частицами вперед на снимках с 2-х метровой пропановой камеры /1-3/. Впервые было указано, что в $d(C_3H_8)$ взаимодействиях с $P_d = 8,2$ ГэВ/с, отобранных по признаку вылета в них двух быстрых частиц с $P_1 > 6,2$ ГэВ/с и $P_2 > 1,6$ ГэВ/с сумма продольных импульсов ($\sum P_{||i}$) и кинетических энергий всех вторичных фрагментов и полных энергий рожденных заряженных частиц ($T_{изм}$) больше начальных значений (P_0 и T_0). Превышение $T_{изм}$ над T_0 в предположении, что частицы с импульсом $> 6,2$ ГэВ/с являются дейтронами, а все остальные положительные частицы с импульсами > 1 ГэВ/с - протоны, составляет в среднем $(0,8 \pm 0,15)$ ГэВ и не объясняется известными методическими причинами /3/.

В данной работе рассматриваются события с $T_{изм} > T_0$ -выделенные по этому признаку из всех неупругих p и n -пропан-взаимодействий с $P_0 = 4,9$ ГэВ/с. Это класс событий с одной или несколькими быстрыми частицами вперед, среди которых наблюдаются и отрицательные частицы. Число событий, имеющих при этом и частицу назад, мало, и если к ним применить критерии отбора взаимодействий с кумулятивными частицами назад, описанные в работе /4/, составляет 2%. В большинстве случаев, когда $\sum P_{||i} > P_0$, для компенсации импульсов надо предположить, что назад вылетают нейтральные частицы или нерегистрируемые в камере ядра отдачи. Величина $T_{изм}$ может быть значительно уменьшена, если предположить, что вперед летящие быстрые частицы имеют массу больше налетающей, т.е., что в выделенных событиях образуются быстрые тяжелые фрагменты (d, t). Работа делалась с целью выяснения существуют ли реально адрон-ядерные взаимодействия с $T_{изм} > T_0$ и каковы их свойства.

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ С $P_0 = 4,1$ ГэВ/с

В ПРОПАНЕ С T изм $> T_0$

I.) Методика отбора событий.

Из $p(C_3H_8)$ - взаимодействий, записанных на ленту суммарных результатов, исключались упругие события. К классу упругих событий относились все ^{и двухлучевые звезды} однолучевые, отобранные по критериям, описанным в работе /5/. Затем для упругих и неупругих событий находилась сумма продольных импульсов всех заряженных частиц ($\sum P_{||c}$) и сумма кинетических энергий фрагментов (p, d) и полных энергий рожденных частиц (π - мезонов); $T_{изм} = \sum (T_i)_{pp} + \sum (T_i + m_{\pi})$

Идентификация вторичных частиц в событиях проводилась обычными способами, используемыми в работах на пропановой камере /6/.

Положительные частицы с $P > 1$ ГэВ/с считались протонами. Отобрались только те события, в которых импульсы частиц измерены с ошибкой, вычисленной по программе геометрической реконструкции /7/ ниже 15%. В дальнейшем рассматривались неупругие

$p(C_3H_8)$ взаимодействия с T изм $> T_0$. $n(C_3H_8)$ - события выделялись из $d(C_3H_8)$ взаимодействий с $P_d = 8,2$ ГэВ/с по наличию стриппингового протона (угол вылета $\theta \leq 3^\circ$, импульс (3,5 - 4,7) ГэВ/с). Из $n(C_3H_8)$ взаимодействий также исключались события упругой перезарядки и выделялись неупругие события с T изм $> T_0$. В выделенных событиях определялось среднее значение импульса стриппинговых протонов, которое в дальнейшем использовалось для нахождения кинетической энергии падающих

нейтронов, $T_{он}$. $d + (C_3H_8) \rightarrow p_{st} + n(C_3H_8)$

Величина $\overline{T_{он}}$ составила 3,2 ГэВ со среднеквадратичной ошибкой

$\sigma = 0,6$ ГэВ. Выбор интервала импульсов для $p_{st} (3,5-4,7)$ ГэВ/с в пределах однократной ошибки позволил обрезать "хвосты" Ферми-импульсов в распределениях нуклонов в дейтроне.

В $p(C_3 H_8)$ взаимодействиях для определения величины T_0 и ее ошибки использовалось распределение T изм для упругих событий. Из распределения найдено $\bar{T}_{упр} = 3,1$ ГэВ и $\sigma = 0,5$ ГэВ. На рис. I приведено распределение T изм для упругих и неупругих $p(C_3 H_8)$ - взаимодействий. Ошибка в величине T изм в отдельном событии вычислялась как $\sqrt{\sum (\Delta T_i)^2}$, где ΔT_i ошибка в энергии частицы, а ошибка в среднем значении T изм для выделенной группы N - событий, составляет $\Delta \langle T_{изм} \rangle = \frac{\langle \Delta T_{изм} \rangle}{\sqrt{N}}$. В событиях с T изм $> T_0$ величина $\langle \Delta T$ изм \rangle меньше, чем в упругих взаимодействиях (0,28 и 0,30 ГэВ соответственно). Однако, ошибка, выдаваемая геометрической программой для упругих событий, в 1,7 раза меньше полученной экспериментально. В дальнейшем для событий с T изм $> T_0$ ошибки будут также соответственно увеличены.

- Корректное сравнение величин T изм и T_0 может быть сделано тогда, когда измерения импульсов вторичных быстрых частиц и "первичных" частиц (в данном случае - стриппинговых и быстрых частиц из упругих взаимодействий) проводились в одной и той же области камеры. Проверка показала, что средние координаты вершин событий в камере (X, Y, Z) для группы событий с T изм $> T_0$ в пределах ошибок не отличаются от X, Y, Z для всех остальных ^{событий}.

В таблице I для $n(C_3 H_8)$ взаимодействий с T изм $> T_0$ представлена величина T_{0n} в зависимости от T изм. В каждом взаимодействии находились величины T изм и $T_{0n} = \bar{T}_d - T(P_{st})$, определяемая импульсом стриппингового протона в данном взаимодействии и находилась их разность. Из таблицы видно, что независимо от значения $\langle T$ изм - $T_0 \rangle$, средняя величина T_0 остается в пределах ошибок постоянной.

2) Идентификация положительных частиц

Воспользуемся соотношением

изотопинвариантности для определения процентного состава быстрых положительных частиц. Из этих соотношений следует, что в pC - событиях должно быть столько же Π^+ - мезонов, сколько в nC событиях Π^- - мезонов и импульсные спектры их должны совпадать. Для взаимодействий p и n в пропане это равенство, по-видимому, не должно сильно нарушаться. Однако, как во всех взаимодействиях, так и в событиях с $T \text{ изм} > T_0$, экспериментально получено, что $N(\pi^-)/\epsilon_3 > N(\pi^+)/\epsilon_3$ и $P(\pi^-)/\epsilon_3 > P(\pi^+)/\epsilon_3$. Для $n(C_3H_8)$ событий с $T \text{ изм} > T_0$ $N(\pi^-)/\epsilon_3 = 1,12$ и $P(\pi^-)/\epsilon_3 = 0,83$, а для $p(C_3H_8)$ событий $N(\pi^+)/\epsilon_3 = 0,73$ и $P(\pi^+)/\epsilon_3 = 0,34$. Как видно из этих данных, большому числу π^+ мезонов с $p = (0,8-2,5)$ ГэВ/с приписывается масса протона. Занижение числа Π^+ - мезонов особенно сильно ~~проявляется~~ в $p(C_3H_8)$ - событиях.

Сравнение импульсных спектров Π^- - мезонов и положительных частиц в p и n -пропан событиях дало возможность оценить долю Π^+ - мезонов среди положительных частиц с $p = (0,8-2,5)$ ГэВ/с. В $p(C_3H_8)$ - взаимодействиях эта доля составляет - 53%, а в $n(C_3H_8)$ - взаимодействиях - 40%. Правильный учёт энерговыделения, приходящегося на Π^+ - мезоны во взаимодействиях с $T \text{ изм} > T_0$, увеличивает в среднем величину $T \text{ изм}$ в $p(C_3H_8)$ событиях на $(0,26 \pm 0,06)$ ГэВ, а в $n(C_3H_8)$ - событиях на $(0,16 \pm 0,04)$ ГэВ.

В $p(C_3H_8)$ - событиях с $T \text{ изм} > T_0$ проводилась идентификация положительных частиц с $P > 0,8$ ГэВ/с методом счёта числа δ -электронов с $E_\delta > 1$ МэВ на их треках /8/. Сначала эта методика опробовалась на известных частицах - первичных протонах с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с и дейтронах с $P_0 = 3,4; 4,6$ и $8,2$ ГэВ/с, а затем использовалась для идентификации вторичных частиц. Число δ -электронов на треках быстрых частиц из взаимодействий с $T \text{ изм} > T_0$ сравнивалось также с числом δ -электронов на быстрых

протонах из упругих $p(C_3H_8)$ - взаимодействий, находящихся в более близких экспериментальных условиях к идентифицируемым частицам, чем треки первичных частиц.

Результаты измерения показаны на рис.2. Найденное среднее значение плотности δ -электронов (D) для частиц с $p > 2,5$ ГэВ/с совпадает с тем, что должно быть на треках протонов. Для частиц с $p = (0,8-2,5)$ ГэВ/с число Π^+ - мезонов составило $(48 \pm 13)\%$, что совпадает с прежней оценкой. Полученный результат согласуется с данными работы /9/, где электронной методикой под углом $3,5^\circ$ в pA -взаимодействиях (где A ядра Be, Al, Cu, Ta) при $P_0 = 4,54$ ГэВ/с измерялись выходы вторичных частиц (π^+, p, d). В pBe - взаимодействиях, которые по массе мишени наиболее близки к pC -взаимодействиям, получены отношения выходов пионов, протонов, дейтронов и ядер трития при различных значениях импульсов.

$$\begin{array}{l}
 P_0 = 4,54 \text{ ГэВ/с} \\
 P_0 = 2,03 \text{ ГэВ/с}
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{ll}
 N(\pi^+)/N(p) = 1 & P = (1-2) \text{ ГэВ/с} \\
 N(p)/N(d) = 50 & P = (1,5-2,5) \text{ ГэВ/с} \\
 N(p)/N(d) = 100 & P = (2,5-4) \text{ ГэВ/с} \\
 N(d)/N(t) = 100 & P = 2 \text{ ГэВ/с}
 \end{array}
 \right.$$

Число Π^+ - мезонов при всех значениях импульсов больше числа Π^- - мезонов,

На рис.3 наглядно показана импульсная зависимость дифференциальных сечений различных частиц, полученных в работе /8/.

Таким образом, на основании сравнений спектров Π^- - мезонов и положительных частиц вносятся изменения в идентификацию положительных частиц и тем самым поправки в распределение величин $T_{изм}$. (Назовем исправленные величины $T'_{изм}$). На рис.4 для $p(C_3H_8)$ - взаимодействий приводятся два распределения - $T_{изм}$ и $T'_{изм}$. Стрелками указаны их средние значения. Учёт незначительного числа дейтронов среди частиц с $p = (1,5-2,5)$ ГэВ/с уменьшает $T_{изм}$ на $0,01$ ГэВ. Данных об образовании K^+ - мезонов в ядерных взаимодействиях нет.

3.) Наблюдается ли физический эффект?

В этом параграфе различными способами выясняется, можно ли экспериментальное распределение $T'_{\text{изм}} > T_0$ объяснить только ошибками измерений?

На рис. 5 приводится распределение $T'_{\text{изм}}$ для p (C_3H_8) событий в сравнении с упругими взаимодействиями, имеющими максимально возможные погрешности. Правая часть распределения упругих событий (ее среднее значение T_0) нормирована на число событий с $T'_{\text{изм}} > T_0$. Разность между средними значениями T_0 и $T'_{\text{изм}}$ является минимальной и может только увеличиться до значения $\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_0$.

Для $n(C_3H_8)$ - событий с $T'_{\text{изм}} > T_0$ сравнение ведется с правой частью распределения стриппинговых протонов. ^{Получены} разности средних значений с статистическими ошибками, увеличенными в 1,7 раза.

Для $p(C_3H_8)$ событий разность составляет:

$$\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_0 = (0,18 \pm 0,10) \text{ ГэВ,}$$

$$\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_0 = (0,48 \pm 0,08) \text{ ГэВ,}$$

а для $n(C_3H_8)$ - событий эти значения таковы;

$$\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_{0n} = (0,2 \pm 0,1) \text{ ГэВ}$$

$$\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_{0n} = (0,54 \pm 0,08) \text{ ГэВ}$$

Ошибка в среднем значении $T'_{\text{изм}}$ для событий с $T'_{\text{изм}} > T_0$ ("хвоста" распределения) находилась способом "размытия" этого распределения путем розыгрыша ошибок $\Delta T'_{\text{изм}}$. Ошибка среднего значения получена равной $0,2$ ГэВ, а величина разности $\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_{0n} = (0,53 \pm 0,21) \text{ ГэВ}$.

На рис. 6 приводится суммарное для p и n -пропан события распределение $T'_{\text{изм}}$. Можно предположить, что это распределение

состоит из двух: (1) с максимумом при значении $T_{\text{изм}} \simeq 4,2$ ГэВ и (2) - обычного спада из-за ошибок измерения, которые в сумме образуют "плечо" в области $T_{\text{изм}} = (3,8-4,2)$ ГэВ.

Кривая (2) практически совпадает с распределением упругих событий, нормированных на число событий с $T_{\text{изм}} > T_0$ за вычетом событий под кривой (1) ($\bar{T}_{\text{изм}}^{(2)} = 3,53$ ГэВ; $\bar{T}_{\text{упр.}} = 3,52$ ГэВ). Число событий, выходящих за максимально возможную погрешность составляет $\sim 4\%$ от всех неупругих взаимодействий.

Воспользовавшись статистическими критериями, оценим, носит ли отклонение величины $T_{\text{изм}}$ для группы событий (1), случайный характер. Критерий " U / U_0 " дает возможность сравнить две независимые выборки измерений и ответить на вопрос, относятся ли они к одной и той же генеральной совокупности (проверка нуль-гипотезы). Мы выдвигаем нуль-гипотезу и отвергаем ее тогда, когда результат находится на низком уровне значимости. Для p и n - пропан событий на уровне значимости 0,01 нуль-гипотеза отвергается и принимается альтернативная гипотеза.

В таблице 2 приведены средние характеристики выделенных событий и, для сравнения, характеристики всех неупругих n -пропан взаимодействий. Из таблицы видно, что во взаимодействиях с $T_{\text{изм}} > T_0$ среднее энерговыделение, приходящееся на Π^- -мезоны в событиях, более чем в два раза превышает энерговыделение, наблюдаемое во всех событиях без выборки. В основном это происходит за счет увеличения числа Π^- -мезонов. Для идентифицированных Π^+ -мезонов наблюдается такая же тенденция. И сейчас и в дальнейшем будем пользоваться термином энерговыделение, что для Π^- -мезонов по своей величине мало отличается от импульса, приходящегося на взаимодействие:

(5-й столбец таблицы).

На рис. 7 и 8 представлены импульсные распределения положительных частиц с максимальным импульсом во взаимодействиях с $T_{\text{изм}} > T_0$.

В этих спектрах наблюдается увеличение числа частиц в области импульсов близких к импульсу первичной частицы.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Главной причиной, по которой может происходить завышение $T_{изм}$, это не-правильное присвоение массы быстрым частицам, которые заведомо считаются протонами. Если предположить, что во взаимодействиях частицы с $p > 2,5 \frac{F_4}{c}$ имеют массу дейтона, то величина T изм будет намного меньше (например, при $P = 4 \text{ ГэВ/с}$ $\delta T_{изм} = 0,6 \text{ ГэВ}$). Результаты идентификации частиц с $P > 2,5 \text{ ГэВ/с}$ в событиях с T изм $> T_0$, проведенной методом счета числа б-электронов, свидетельствуют в пользу протонной природы этих частиц. Это согласуется с данными работы /9/.

Для правильного учёта различного рода погрешностей распределение T изм $> T_0$ для неупругих взаимодействий сравнивались с правой частью распределения T изм для упругих событий.

Условия отбора упругих и неупругих событий одинаковы (средние координаты событий в камере X, Y, Z совпадают, и ошибки измерений импульсов частиц не превышают 15%).

Упругие события имеют максимальные погрешности по сравнению с неупругими событиями, т.к.

1) средняя ошибка $\Delta T_{изм}$, выдаваемая геометрической программой для упругих событий, больше, чем для событий с T изм $> T_0$;

2) среди упругих взаимодействий больше событий с ложными импульсами /3/. Число ложных импульсов ($\sim 2\%$) зависит от импульса частиц и растёт с его увеличением. Для событий с T изм $> T_0$ $\bar{P}_{max} = 3,6 \text{ ГэВ/с}$ по сравнению с упругими взаимодействиями, где $P_{упр.} = 4,1 \text{ ГэВ/с}$.

Среди упругих взаимодействий наблюдаются и квазиупругие события на связанных нуклонах. Т.об. в распределении T изм ^{чир} учитывается "размазка", обусловленная Ферми-импульсом нуклонов мишени.

Применение статистических критериев показало, что на уровне значимости 0,01 отличие совокупности событий с максимумом при $T_{изм}=4,2$ ГэВ/с от остальных событий не носит случайного характера (рис.6). По-видимому, эти события являются результатом необычного механизма ядерных взаимодействий с выделением дополнительной кинетической энергии по сравнению с начальной, (ДКЭ), природа которого в настоящее время неизвестна. Возможно, этот механизм связан с *проявлением кварковых степеней свободы* в процессе ядерного взаимодействия. 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 $T_{изм} > T_0$ привело бы и несохранение барионного числа. Однако, согласно современным представлениям, при рассматриваемых энергиях вероятность такого процесса крайне мала. Механизм ДКЭ должен проявляться в событиях с быстрыми нейтронами вперед, что увеличит число таких взаимодействий по сравнению с найденным. Увеличение числа событий ДКЭ должно произойти и за счёт отброшенных событий, где следы имеют $\Delta p/p > 15\%$, учёт нейтральных частиц или невидимых в камере тяжелых фрагментов назад, необходимых для компенсации больших продольных импульсов, также приведет к возрастанию $T_{изм}$ (при $\sigma_{II} = 0,2$ ГэВ/с, $\delta T_{изм}(P^0) = 250$ МэВ, а $\delta T_{изм}(n) = 20$ МэВ).

В настоящее время многие характеристики адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий сравниваются с каскадными моделями. Было проведено сравнение характеристик Π^- -мезонов в n -С-событиях с дубненской каскадной моделью Π^- . Согласие улучшается, если n -С-взаимодействий исключить события с $T_{изм} > T_0$ (см. таблицу 3). Из таблицы видно, что благодаря механизму ДКЭ в ядерных взаимодействиях образуются Π^- -мезоны с большими импульсами и летящие под малыми углами вперед, которые не описываются каскадной моделью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В неупругих p и n -пропан взаимодействиях с $P_0 = 4,2$ ГэВ/с с быстрыми частицами вперед, наблюдаются события с $T_{изм} > T_0$ (первоначально частицы с $P > 1$ ГэВ/с считались протонами). Сравнение p и n -пропан взаимодействий и идентификация положительных частиц, проведенная статистическими методами, дали возможность определить процентный состав быстрых положительных частиц в событиях с $T_{изм} > T_0$

и тем самым более правильно найти значение T изм. Распределение T изм. сравнивалось с распределением T изм. для упругих событий, имеющих максимальные погрешности. События, вышедшие за пределы этих погрешностей составляют $\sim 4\%$ от всех неупругих взаимодействий и дают распределение с максимальным значением T изм., отличающимися на ~ 1 ГэВ от начальной энергии (рис. 6, кривая I). Применение статистических критериев к экспериментальному распределению T изм. дает оценку, что на уровне значимости 0,01, события ^{находящиеся под} кривой I не являются случайным выбросом, а представляют собой независимую выборку с \bar{T} изм. = 4,2 ГэВ и средне-квадратичной ошибкой 0,5 ГэВ. Отличие от начальной энергии составляет (1+0,1) ГэВ.

Полученные экспериментальные данные и их обработка говорят о том, что в $\approx 4\%$ случаев *p*-и *n*-пропан - взаимодействия наблюдается, по-видимому, необычный механизм ядерного взаимодействия с выделением дополнительной кинетической энергии (ДКЭ). Одним из проявлений механизма ДКЭ является наблюдение в событиях с T изм. $> T_0$ в два раза большего энерговыделения, приходящегося на Π^- мезоны.

Исключение событий механизма ДКЭ из *nC* - взаимодействий улучшает согласие экспериментальных характеристик Π^- мезонов с расчетными, полученными по дубненской каскадной модели.

Сделанные впервые выводы о наблюдении механизма ядерных взаимодействий с образованием дополнительной кинетической энергии требуют дальнейшего экспериментального подтверждения,

Авторы благодарят В.Г. Гришину, И.Н. Врофееву, М.И. Подгорецкого, С.Ю. Сивоклоклова, М.И. Соловьева за обсуждения и критические замечания, Е.Н. Кладницкую, Т. Канарека, В.М. Попову, Г.П. Тонееву, А.П. Чуплакова за создание лент суммарных результатов $p(C_3H_8)$ и $d(C_3H_8)$, событий Р.Н. Бекмирзаева за помощь при сравнении результатов с ДКМ, а также выражают благодарность коллективу, обслуживающему 2-х метровую пропановую камеру, и лаборантам отдела за получение и просмотр пленок

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1. Распределение величин T изм для p (C_3H_8) событий, в предположении, что положительные частицы с $P > 1$ ГэВ/с - протоны. Пунктиром обозначены упругие события.
- Рис.2. Зависимость плотности δ -электронов с $E_\delta > 1$ МэВ на треках Π -мезонов, протонов, дейтронов от импульса частиц (расчетные кривые). Обозначения: треугольники - значения \mathcal{D} , полученные на первичных дейтронах, открытый кружок - число δ -электронов на первичных протонах; закрытый кружок - число δ -электронов на треках быстрых частиц из упругих $p(C_3H_8)$ -событий, крестик - среднее значение \mathcal{D} , полученное на треках быстрых частиц из изучаемых событий.
- Рис.3. Выходы части (π^+ , p , d) в РА - взаимодействиях под углом $3,5^\circ$ при $P_0 = 4,54$ ГэВ/с /9/.
- Рис.4. а) Распределение величин T изм для n (C_3H_8) - взаимодействий в предположении, что частицы с $p > 1$ ГэВ/с - протоны - пунктирная линия.
Распределение величин T изм после внесенных поправок в идентификацию быстрых положительных частиц - сплошная линия.
- Рис.5. Распределение величин T изм для p (C_3H_8) - взаимодействий *после уточнения массовых значений* быстрых положительных частиц - сплошная линия; распределение T изм для упругих взаимодействий - пунктир.
- Рис.6. Суммарное распределение величин T изм для p и n -пропан взаимодействий - сплошная гистограмма. Кривые (1) и (2) - смотри текст
- Рис.7. Импульсное распределение положительных частиц с максимальным импульсом в p (C_3H_8) - событиях, где T изм $> T_0$.
Пунктирная - линия - частицы из p (C_3H_8) - взаимодействий без выборки.

Рис.8. Импульсное распределение положительных частиц с P_{max} импульсом в $n(C_3H_8)$ - взаимодействиях с T изм $> T_0$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. *Черваков А.Р. et al. JINR, E1-80-711, Дубна, 1980*
Копылова Д.К. и др. *ЯФ*, 1981, т.34, вып.4(8)
2. Балеа Е и др. *ОИЯИ, Р1-83-142, Дубна, 1983*
3. Балеа Е. и др. *ОИЯИ, Р1-85-132, Дубна, 1985*
4. Агакишиев Г.Н. и др. *ОИЯИ, Р1-83-327, Дубна, 1983*
5. Агакишиев Г.Н. и др. *ОИЯИ, Р1-83-662, Дубна, 1983г.*
6. Ангелов Н. и др. *ОИЯИ, I-12424, Дубна, 1979г.*
7. Маркова Н.Ф. и др. *ОИЯИ, Р10-3768, Дубна, 1968г.*
8. Бэм Я. и др. *ОИЯИ, Р1-2842, Дубна, 1966 г.*
9. Воронцов И.А. и др. *ИТЭФ-144, Москва, 1984 г.*
10. Закс Л. Статистическое оценивание. Москва "Статистика" 1976г.
11. Гудима К.К. , Тонеев В.Д., *ЯФ*, 1978, т.27, с.669.
Nucl. Phys. A, 1983, v400 p 173.

Таблица I

Т изм ГэВ	$n(C_3H_8)$	
	T_{0n} ГэВ	$\langle T_{изм} - T_0 \rangle$ ГэВ
(3,2-3,4)	$3,20 \pm 0,09$	$0,08 \pm 0,12$ (41 сл.)
(3,4-3,75)	$3,26 \pm 0,09$	$0,33 \pm 0,12$ (50 сл.)
$>3,75$	$3,32 \pm 0,1$	$0,80 \pm 0,13$ (38 сл.)

Таблица 2.

	$P_0 = 4,9$ ГэВ/с	\bar{N}_{ch}	$\bar{T}_{изм}$ ГэВ	$N(\pi^+)/$ вз.	$P(\pi^-)/$ ГэВ/с вз.	$\Sigma \bar{P}_{ii}$ ГэВ/с
Т изм > T_0	$p(C_3H_8)$ (151 сл)	$3,3 \pm 0,08$	$3,58 \pm 0,05$	$0,61 \pm 0,06$	$0,36 \pm 0,04$	$4,32 \pm 0,06$
	$n(C_3H_8)$ (129 сл)	$3,6 \pm 0,09$	$3,74 \pm 0,05$	$1,12 \pm 0,1$	$0,83 \pm 0,06$	$4,28 \pm 0,06$
ну сов. без высорки	$p(C_3H_8)$ (1282 сл)	$2,8 \pm 0,03$	$< T_0$	$0,28 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,01$	$< P_0$
	$n(C_3H_8)$ (1026 сл)	$3,2 \pm 0,03$	$< T_0$	$0,59 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,02$	$< P_0$

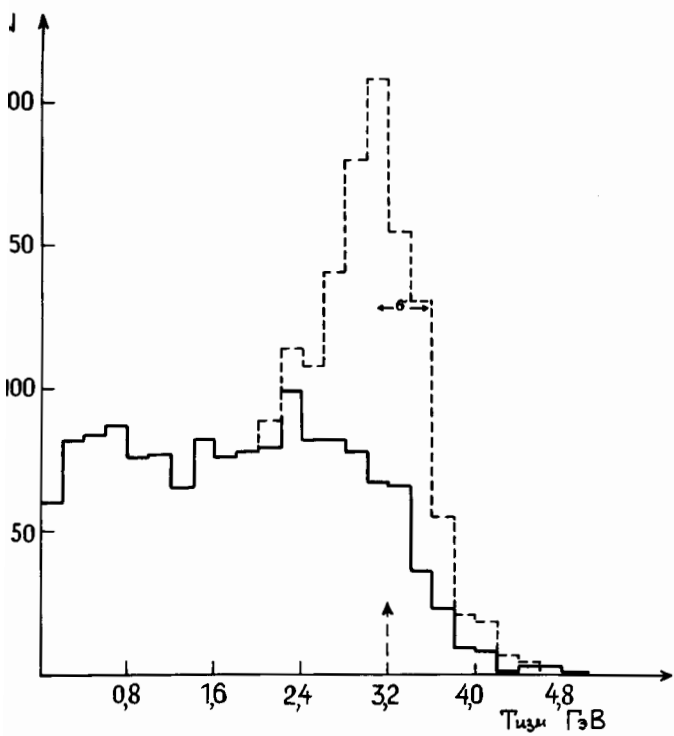


рис. 1

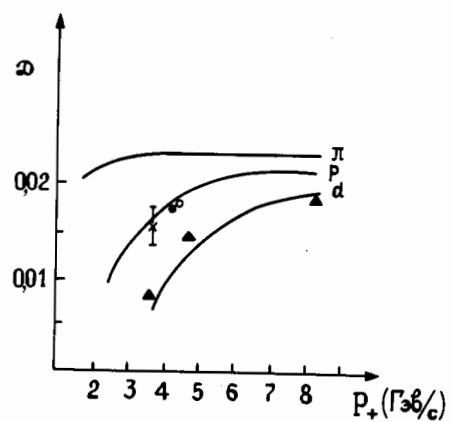


рис. 2

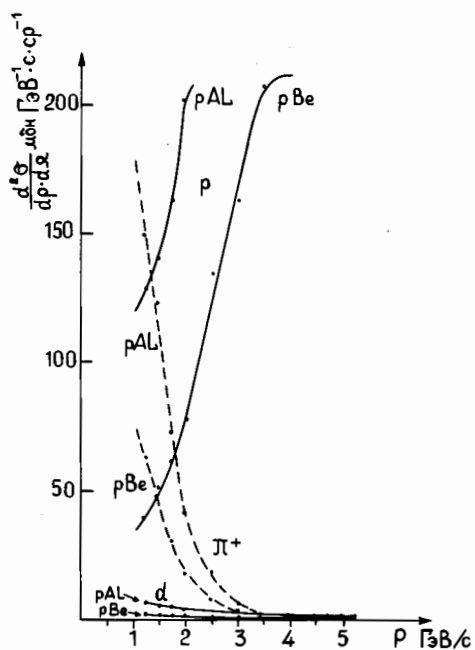


рис. 3

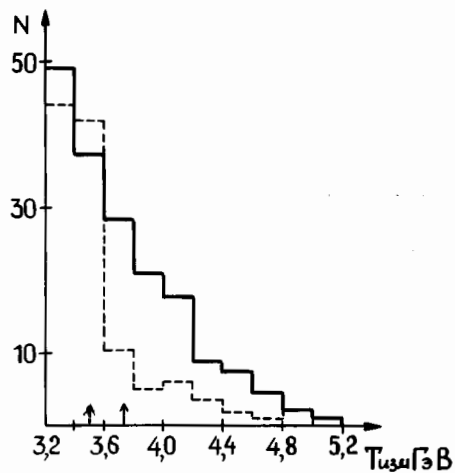


рис. 4

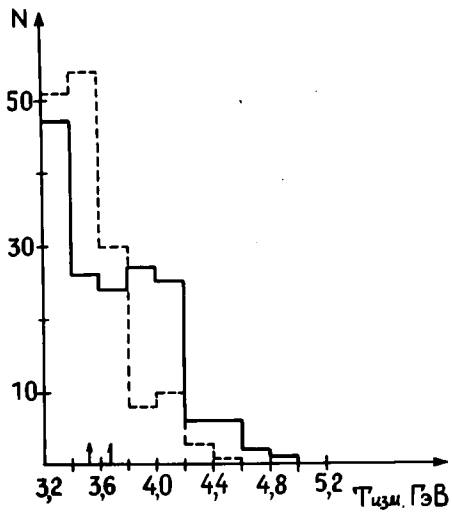


рис. 5

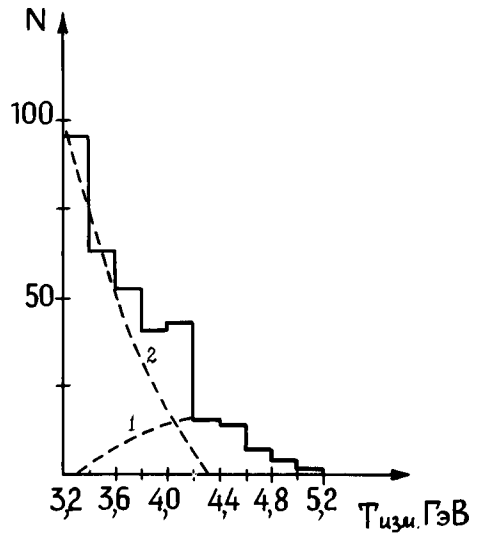


рис. 6

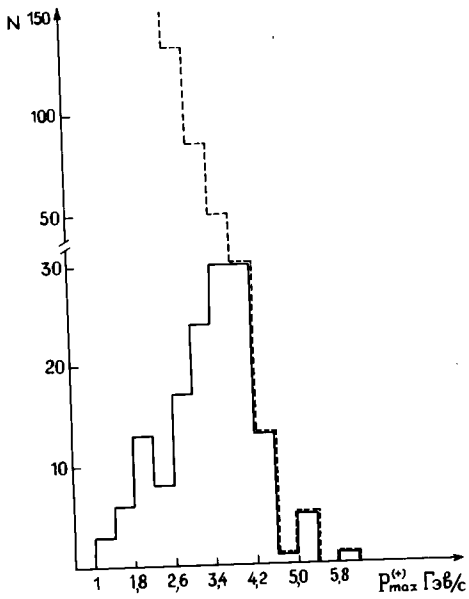


рис. 7

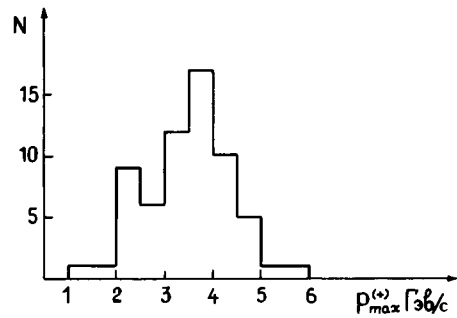


рис. 8