

Армутлийски Д. и др.

СЗ436

441/87

+

Б1-1-87-372



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б-1-1-87-372

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1987

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Армутлийски Д., Копылова Д.К., Тогоо Р.

Б1-1-87-372

ИЗУЧЕНИЕ рс -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ИСПУСКАНИЕМ  
БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ВПЕРЕД ПРИ ИМПУЛЬСЕ НАЛЕТАЮЩЕГО  
ПРОТОНА 10 ГэВ/С

Руководитель лаборатории  
в Дубне Д.К. Копылова  
.. 29. 05. 87.

Дубна, 1987 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

## А Н Н О Т А Ц И Я

Изучались  $p(C_3H_8)$  взаимодействия и  $pC$  взаимодействия с кумулятивными частицами назад с  $P_0 = 10$  ГэВ/с, зарегистрированные в 2-х метровой пропановой камере. Среди этих взаимодействий наблюдались неупругие события с быстрыми частицами вперед, в которых сумма продольных импульсов ( $\sum P_{||i}$ ) и сумма кинетических энергий фрагментов и полных энергий рожденных частиц  $T_{изм} = \sum (T_i)_{pp} + \sum (T_i + m_{\pi})$  превышает значения импульса и кинетической энергии для налетающей частицы ( $P_0, T_0$ ).

Из-за трудности правильного учёта всех погрешностей в области энергий  $T_{изм} > T_0$ , были взяты максимальные и минимальные погрешности и найдены, в этих предположениях, границы изменения величины разности  $\bar{T}_{изм} - \bar{T}_0$ . После проведенной статистическими методами идентификации быстрых положительных частиц и учёта энергии вылетевших из отобранных взаимодействий  $\gamma$ -квантов (без весов), в сумме для  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{кум}$  взаимодействий получено, что  $\bar{T}'_{изм} - \bar{T}_0$  находится в пределах  $(0,59 - 1,33)$  ГэВ со статистической ошибкой  $0,21$  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  $\Pi^-$ -мезоны, по сравнению с остальными событиями. Это происходит как за счет увеличения числа  $\Pi^-$ -мезонов, так и за счет увеличения их импульсов.

В этих же событиях наблюдается и большее число  $\gamma$ -квантов.

В статье делается вывод о <sup>возможном</sup> наблюдении неизвестного ранее механизма ядерных взаимодействий с выделением дополнительной кинетической энергии в процессе взаимодействия ( $T_{изм} > T_0$ ).

Вносятся предложения по проверке этого эффекта другой методикой.

СОБЫТИЯ С  $T_{\text{изм}} > T_0$  В  $p(C_3H_8)$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

---

ПРИ  $P_0 = 10$  ГэВ/с

I) Отбор событий

Для отбора событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  при  $P_0 = 10$  ГэВ/с использовались две большие группы событий: неупругие  $p(C_3H_8)$  - взаимодействия и  $pC$  - события, имеющие заряженную частицу назад ( $\Pi^\pm, p, d$ ) и отобранные для анализа кумулятивных взаимодействий по критериям, описанным в работе /1/. Будем условно называть эти события кумулятивными ( $pC_{\text{кум}}$ ).

Из  $p(C_3H_8)$  - взаимодействий записанных на ленту суммарных результатов, исключались однолучевые события, т.к. существуют большие их потери при просмотре. Для остальных  $p(C_3H_8)$  - и  $pC_{\text{кум}}$  событий находилась сумма продольных импульсов всех заряженных вторичных частиц ( $\sum P_{\text{и}i}$ ) и величина  $T_{\text{изм}}$ , равная сумме кинетических энергий фрагментов ( $p, d$ ) и полных энергий рожденных частиц:  $T_{\text{изм}} = \sum (T_i) \text{ фр.} + \sum (T_i + m_\pi)$ . Идентификация вторичных частиц проводилась обычными способами, используемыми в пропановой камере /2/. 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  $p(C_3H_8)$  событий выделялись упругие взаимодействия (двухлучевые звезды). При  $P_0 = 10$  ГэВ/с, по сравнению с  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с /2/, увеличилось число событий с быстрыми частицами, имеющими большие ошибки в импульсах ( $\Delta P/p > 15\%$ ).

---

х) Отбирались взаимодействия, где в интервал углов  $\theta > 135^\circ$  в л.с. испускался хотя бы один протон с кумулятивным числом  $\beta > 1,2$  или  $\pi$  - 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)

Такие события отбрасывались и поэтому для некоторых оценок возникает необходимость введения поправок. При отборе  $pC$  кум событий в камере находились и измерялись  $\gamma$  - кванты ( $e^+e^-$  пары), относящиеся к этим взаимодействиям. В дальнейшем рассматривались неупругие события с  $T_{изм} > T_0$ , где  $T_{изм}$  найдено только для заряженных частиц,  $\alpha$   $T_0$  - кинетическая энергия начальной частицы. Величина  $T_0$  находилась из распределений  $T_{изм}$ , построенного для упругих взаимодействий<sup>\*)</sup>, т.к. корректное сравнение величины  $T_{изм}$  и  $T_0$  может быть сделано только тогда, когда эти величины получены из измерений импульсов, проведенных в одной и той же области камеры. 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  $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$  других взаимодействий). В таблице 1 - на примере  $pC$  кум событий, показано, что бо́льшая величина  $T_{изм}$  не коррелирует с бо́льшей величиной импульса первичной частицы (первичные частицы брались из тех же взаимодействий, где измерения дают  $\Delta p/p < 15\%$ ). Значение  $T_0$ , полученное из измерений первичных частиц, в пределах ошибок остается постоянным.

## 2) Идентификация быстрых положительных частиц

В  $pC$  кум событиях с  $T_{изм} > T_0$  проводилась идентификация положительных частиц статистическими методами: для частиц с  $p = (1-5)$  ГэВ/с методом счета числа  $\delta^+$  - электронов на их треках /2/, а для частиц с  $p > 5$  ГэВ - методом измерения пробега до взаимодействия. Получено, что среди частиц с  $p = (1-5)$  ГэВ/с ( $\bar{p} = 2,3$  ГэВ/с) которые считались протонами,  $\pi^+$ -мезоны составляют  $(46 \pm 16)\%$ . Для частиц с  $p > 5$  ГэВ/с пробег до взаимодействия получился равным  $(152^{+40}_{-27})$  см, что более согласуется с пробегом протонов в пропане  $(140$  см). (Для дейтрона пробег  $90$  см). Результаты идентификации

частиц с  $P_{пик}$  в событиях с  $T_{изм} > T_0$ , проведенной статистическими

\*) Величина  $T_0$  меньше, чем  $T_0$  на входе камеры, соответствующая  $P_0 = 10$  ГэВ/с.

методами, не противоречат данным работы /3/, где электронной методикой под углом  $3,5^\circ$  в рА - взаимодействиях (где А = Ве, Ас, Сс, Та) при  $P_0 = 10,1$  ГэВ/с измерялись выходы вторичных частиц ( $\pi, p, d, t$ ). В рВе - взаимодействиях, которые по массе мишени наиболее близки к рС - взаимодействиям, получено отношение выходов пионов, протонов, дейтронов и ядер трития при различных значениях импульсов.

$$\begin{array}{lll}
 P_0 = 10,1 \text{ ГэВ/с} & N(p)/N(d) = 30 & p = 1 \text{ ГэВ/с} \\
 & N(p)/N(d) = 300 & p = 6 \text{ ГэВ/с} \\
 & N(\pi^+)/N(p) \approx 2 & p = (1-3) \text{ ГэВ/с}
 \end{array}$$

Как видно из приведенных данных, выход  $d$  и  $t$  больших импульсов по сравнению с выходом  $p$ , мал. При всех значениях импульсов число  $\pi^+$ - мезонов в рА - взаимодействиях больше, чем  $\pi^-$ - мезонов. Спектр  $\pi^+$  - мезонов при  $P_0 = 10,1$  ГэВ/с измерен до 5 ГэВ/с; отношение выходов  $N(\pi^+)/N(p)$  уменьшается с увеличением импульса и при 5 ГэВ/с составляет  $\sim 1/6$ . Приведенные результаты говорят о том, что в рВе - взаимодействиях с  $P_0 = 10,1$  ГэВ/с наблюдается значительное число  $\pi^+$ - мезонов больших импульсов, летящих вперед. Основываясь на соотношениях выходов  $\pi^+, p$  и  $d$  при различных импульсах, полученных в работе /3/, для событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  вносятся изменения в идентификацию положительных частиц и тем самым поправки в распределение величин  $T_{\text{изм}}$  ( $T_{\pi^+} > T_p > T_d$ ) при том же измеренном импульсе). Исправленное распределение  $T_{\text{изм}}$  (назовем его  $T'_{\text{изм}}$ ) представлено на рис. I.

3) Погрешности измерений и величины  $T_{\text{изм}} > T_0$ .

Так как величина истинных экспериментальных ошибок на "хвосте" распределение  $T_{\text{изм}}$  неизвестна, рассмотрим два крайних случая. Допустим, что наблюдаемое распределение  $T_{\text{изм}} > T_0$  состоит из двух частей: одна часть обусловлена ошибками измерений, а другая

получена из-за физического эффекта. Распределение  $T_{\text{изм}}$  для упругих событий ( $\sigma_{\text{упр}} = 1,3 \text{ ГэВ}$ ;  $\bar{T}_0 = 8,60 \text{ ГэВ}$ ) дает максималь-  
но возможную погрешность для событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  и поэтому восполь-  
зуемся этим обстоятельством. (Из распределений исключены события, *При больших импульсах частиц, большая вероятность появления ложных имеющих частицу с  $p > 11 \text{ ГэВ/с}$ . Число событий из правой части рас- и импульсов 141/).*

пределения упругих событий (среднее значение  $T_0'$ ) нормировано на (рис. 1.)  
число событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$ . Разность между значениями  $\bar{T}'_{\text{изм}}$  и  $\bar{T}'_0$  яв-  
ляется минимальной, а число событий, выходящих за упругую кривую,  
составляет  $\sim 3\%$  от всех неупругих взаимодействий. Затем предполагается второе крайнее значение, когда ошибки минимальны и  $\bar{T}'_0 = \bar{T}_0$ .

В двух крайних случаях величины разностей для суммы  $p(\text{C}_3\text{H}_8) + p\text{C}_{\text{кум}}$  событий составляют:

$$\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}'_0 = (9,82 \pm 0,13) - (9,34 \pm 0,15) = (0,48 \pm 0,21) \text{ ГэВ}$$

$$\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_0 = (9,82 \pm 0,13) - (8,60 \pm 0,12) = (1,22 \pm 0,18) \text{ ГэВ}$$

Статистические ошибки в значениях  $T_{\text{изм}}$  и  $T_0$  увеличены в 1,7 раза по сравнению с выдаваемыми геометрической программой.

Добавление энергии  $\gamma$  - квантов, наблюдаемых в  $p\text{C}_{\text{кум}}$  событиях с  $T_{\text{изм}} > T_0$  увеличивает значение  $T_{\text{изм}}$  в среднем на одно взаимодействие на  $(0,22 \pm 0,04) \text{ ГэВ}$ . Было бы правильнее считать энергию  $\gamma$  квантов, учитывая их вес  $(E_{\gamma} \cdot W_{\gamma})$ , но это приводит не только к увеличению энергии, но и к увеличению ошибок (см. таблицу 3, величины  $\sum (E_{\gamma_i} \cdot W_{\gamma_i}) / N$  представлены в скобках). Поэтому, величина  $E_{\gamma}$  берется без веса, и это является минимальным ее значением.

Разность  $\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_0$  с учётом  $E_{\gamma} / \beta_3$  в сумме для  $p(\text{C}_3\text{H}_8)$  и  $p\text{C}_{\text{кум}}$  - взаимодействий находится в пределах  $(0,59 - 1,33) \text{ ГэВ}$ , что соответствует числу событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  - (3-9)% от всех неупругих взаимодействий. Ошибка в  $T_{\text{изм}}$  для событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  находилась также способом "размытия" этого распределения путем розыгрыша ошибок  $\Delta T_{\text{изм}}$ . Ошибка среднего значения получена равной  $0,52 \text{ ГэВ}$ , и тогда величина разности  $\bar{T}'_{\text{изм}} - \bar{T}_0$  составляет  $(1,33 \pm 0,54) \text{ ГэВ}$ .

4) Характеристики событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$

На рис. 2 приведено импульсное распределение положительных частиц с максимальным импульсом во взаимодействиях с  $T_{\text{изм}} > T_0$ .

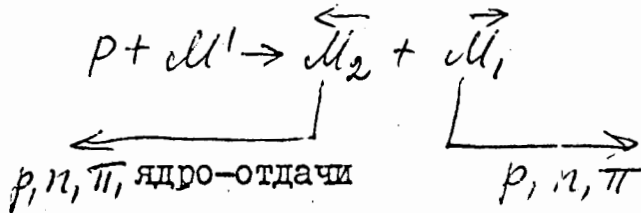
Для подтверждения импульса треки частиц с  $p > 5$  ГэВ/с в большинстве случаев перемерялись. Из рис. видно, что более чем в половине событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  имеются быстрые частицы с импульсами близкими к начальному. Характеристики <sup>высших</sup> событий представлены в таблицах 2 и 3. Разделим условно события с  $T_{\text{изм}} > T_0$  на две группы: в первую попадут события, в которых самая быстрая частица во взаимодействии имеет  $P_{\text{max}} < 8,5$  ГэВ/с, во вторую — все остальные (см. табл. 2 и 3). Как и в  $p(\text{C}_3\text{H}_8)$ , так и в  $p\text{C}_{\text{кум}}$  событиях, где  $P_{\text{max}} < 8,5$  ГэВ/с наблюдается в (2-3) раза большее энерговыделение, приходящееся на  $\Pi^-$ -мезоны во взаимодействии, по сравнению с взаимодействиями без выборки (последние строчки таблиц). Это происходит как за счет увеличения числа  $\Pi^-$ -мезонов, так и за счет увеличения их импульсов. Небольшая статистика  $\gamma$ -квантов не позволяет точно учесть энергию, уносимую  $\Pi^0$ -мезонами. Однако, получено указание на положительные корреляции между числом  $\Pi^-$  и  $\Pi^0$ -мезонов, вылетевших из взаимодействий с  $P_{\text{max}} < 8,5$  ГэВ/с. В событиях, где наблюдаются  $\gamma$ -кванты, число  $\Pi^-$ -мезонов и их энерговыделение больше, чем в событиях без  $\gamma$ -квантов. В основном,  $\gamma$  кванты вылетают в переднюю полусферу.

События с частицами с  $P_{\text{max}} > 8,5$  ГэВ/с (характеристики которых представлены в третьих строках таблиц 2 и 3) имеют  $T_{\text{изм}} > T_0$  из-за большого импульса этих частиц.  $\Pi^-$ -мезоны и  $\gamma$ -кванты в этих взаимодействиях уносят энергию меньше, чем во всех других взаимодействиях.

Один из возможных вариантов механизма выделенных ядерных взаимодействий, как уже указывалось в работе /4/, может быть следующим:



взаимодействие происходит в два этапа - сначала идет двухчастичная реакция



когда протон, взаимодействуя с мультикварковой конфигурацией с массой  $M'$  в ядре С, образует две промежуточные системы - одна из которых, с массой  $M_1$ , летит вперед, а другая с массой  $M_2$  получает импульс отдачи. Масса  $M_1$  должна быть больше массы протона ( $> 3m_p$ ), чтобы ее импульс, по законам кинематики, был больше импульса налетающего протона (аналогично реакции упругого  $pd \rightarrow d'p'$  рассеяния назад). Затем система с массой  $M_1$  адронизуется, и наблюдаемые частицы имеют  $\sum P_{ii} > P_0$ . Система с массой  $M_2$ , получившая импульс назад, может вылететь в виде ядра отдачи или дать кумулятивную частицу.

Указанием на то, что быстрые частицы, летящие вперед, образовались от распада единой системы, являются азимутальные корреляции, наблюдаемые между этими частицами (рис.3). Распределение  $\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|$  построено так, что в каждом взаимодействии сравнивались частица с  $P_{max}$  и следующая по величине импульса частица - протон или  $\pi$  - мезон. Если предполагать при взаимодействии в ядре первоначально двухчастичную реакцию, то разность азимутальных углов  $\Delta\varphi = |\varphi_{M_1} - \varphi_{M_2}|$  должна иметь значение  $\pi$ . Экспериментально, для  $pC_{кум}$  событий с  $T_{изм} > T_0$  получены азимутальные корреляции между кумулятивными  $\pi$  - мезонами и частицей с  $P_{max}$  ( $P > 5$  ГэВ/с). Найденное  $\Delta\varphi' = |\varphi_{назад} - \varphi_{вперед}| = 2,1 \pm 0,18$ , что на 3-х кратную ошибку отличается от величины  $1,57$  ( $\pi/2$ ), означающей, что корреляций нет. Большое отличие  $\Delta\varphi'$  от величины  $\pi$  можно объяснить или вылетом во взаимодействии нейтральных частиц или тем, что частицы с  $P_{max}$  летят несколько под другим углом, что промежуточная система.

Наиболее интересные события с Тизм > Т<sub>0</sub>

Среди  $\rho_{\text{кум}}^{\text{С}}$  событий с  $P_{\text{max}} > 8,5 \text{ ГэВ/с}$  наблюдаются события с  $\Pi^-$  - мезоном назад и одной положительной частицей вперед со средним углом вылета  $\theta \sim 1^\circ$ . Сечение таких событий составляет  $\sim 1\%$  от сечения  $\rho_{\text{кум}}^{\text{С}}$  - взаимодействий. Сначала оценим величину  $T_{\text{изм}}$ , учитывая только частицы, имеющие малую ошибку в импульсах (первичные  $\bar{P}_0$ , и мало энергичные  $\Pi^+$  - мезоны). Импульсы  $\Pi^+$  - мезонов измерены с хорошей точностью и их средний продольный импульс составляет  $(0,27 \pm 0,01) \text{ ГэВ/с}$ . Применяя для этих взаимодействий закон сохранения импульса  $P_0 = \vec{P}_1'' + \vec{P}_2''$ , получим, что средний продольный импульс вперед летящих частиц должен быть  $P_1'' = 9,6 \pm 0,27 \approx 9,9 \text{ ГэВ/с}$  ( $\bar{P}_0$  берется из распределений для упругих взаимодействий). Предполагая, что быстрая частица протон, найдем величину  $T'$  для этих взаимодействий:

$$T' = T_1 + (T_2 + m_\pi) = 9 \pm 0,33 = 9,33 \text{ ГэВ, т.е. } T' \text{ превышает } \bar{T}_0 = 8,6 \text{ ГэВ на } \sim 0,73 \text{ ГэВ. Значение } T' \text{ является минимальным,}$$

т.к. получено в предположении, что нейтроны в наиболее простой возможной реакции, описывающей эти события,  $p + (np) \rightarrow \pi^+ + p + 2n$ , имеют нулевой импульс (предполагаем, что взаимодействие происходит с двумя или более нуклонами ядра, т.к. образуется кумулятивная частица /5/.) Для шести, летящих вперед частиц, измеренный в камере средний импульс равен

$$(10,70 \pm 0,37) \text{ ГэВ/с. Найдено, что после учёта всех измеренных импульсов частиц во взаимодействиях величина } \bar{T}_{\text{изм}} - \bar{T}_0 = (10,10 \pm 0,35) -$$

$(8,6 \pm 0,12) = (1,5 \pm 0,38) \text{ ГэВ}$ . Для баланса поперечных импульсов в наблюдаемых взаимодействиях нейтральные частицы должны иметь небольшой импульс назад, из-за чего возрастает кинетическая энергия вторичных частиц. Значительно уменьшить величину  $T_{\text{изм}}$  можно только предположив, что быстрая частица  $d$  или  $t$ .

Однако, как известно из работы /3/, в  $p\nu$ -взаимодействиях при  $p = 8 \text{ ГэВ/с}$  дейтронов, по сравнению с протонами,  $\frac{N(d)}{N(p)} \approx 1/500$ , очень мало.

Среди описанных шести взаимодействий найден случай, когда на следе вперед летящей частицы наблюдаются два больших  $\delta$ -электрона с длиной проекции  $L_\delta = 12$  и  $17 \text{ см}$  (это событие схематически показано на рис.4).

Все события несколько раз перемерялись и после перемеров средний импульс быстрой частицы оказался равным  $(9,8 \pm 0,23)$  ГэВ/с ( $L = 70$  см). Остальные частицы <sup>в событиях</sup> остановились в камере и идентифицируются по ионизации как протоны, а назад летящий  $\Pi^+$ - мезон, идентифицированный по импульсу и пробегу, имеет  $p = (0,27 \pm 0,03)$  ГэВ/с. Т.к. первичная частица имеет короткую длину следа, за кинетическую энергию первичной частицы было взято значение  $\overline{T}_0^{учр} = (8,6 \pm 0,12)$  ГэВ.

В предположении, что вперед летит протон, получим  $T_{изм} - T_0 = (9,35 \pm 0,27) - (8,6 \pm 0,12) = (0,75 \pm 0,30)$  ГэВ.

Оценим, какова вероятность того, что два наблюдаемых  $\delta$ -электрона выбиты быстрым протоном, а не дейтроном.

Максимальная энергия  $\delta$ - электронов для протона с импульсом 9,8 ГэВ/с -  $T_{max}^p = 114$  МэВ, для дейтрона  $T_{max}^d = 27,5$  МэВ. Согласно элементарным расчетам, вероятность того, что протон с импульсом 9,8 ГэВ/с на пути 70 см в пропане выбивает два  $\delta$ -электрона с энергиями в интервале от 10 до 27,5 МэВ составляет  $\approx 0,01$ . Для дейтрона соответствующая вероятность в 3,4 раза меньше. Если даже считать, что число вторичных протонов с импульсом 9,8 ГэВ/с всего лишь в 5 раз превышает число дейтронов с тем же импульсом, вероятность того, что два  $\delta$ -электрона с энергиями в интервале 10-27,5 МэВ выбиты протоном, достигает 95%.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В предыдущем параграфе этой работы и в работах /2,4/ подробно обсуждался вопрос о методических погрешностях, которые могли бы объяснить появление событий с  $T_{изм} > T_0$ , и был сделан вывод, что

часть этих событий являются, по-видимому, результатом необычного коллективного механизма ядерных взаимодействий природа которого в настоящее время неизвестна. Вероятнее всего, это связано 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  $T_{\text{изм}} > T_0$  привело бы и несохранение барионного числа. Однако, согласно современным представлениям, при рассматриваемых энергиях вероятность такого процесса крайне мала.

Характерным для части событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  является наблюдение в (2-3) раза большего энерговыделения, приходящегося на  $\Pi^-$ -мезоны. В этих же взаимодействиях наблюдается и большее число  $\gamma$ -квантов ( $\Pi^0$ -мезонов). Механизм ядерных взаимодействий с выделением дополнительной кинетической энергии (ДКЭ) возможно ответственен за образование кумулятивных частиц /5/, за появление частиц с большим  $P_{\perp}$  /6/, за другие аномальные явления, необъяснимые в рамках каскадных и других современных моделей ядерных взаимодействий.

Для большей наглядности на рис. 5 представлена, в виде множества, схема наблюдаемых событий.

Выделенный сегмент - это те  $pC$ -события, в которых в процессе взаимодействия выделялась дополнительная кинетическая энергия. События ДКЭ, имеющие быстрые заряженные частицы и поэтому детектированные - заштрихованы. Остается большая доля невыделенных событий с ДКЭ, имеющих нейтральные частицы, а также отброшенных по причине больших ошибок в импульсах частиц ( $\Delta P/P > 15\%$ ). События, имеющие кумулятивные частицы, на наш взгляд являются также взаимодействиями с ДКЭ, составляют при данной выборке  $1/ \simeq 2,5\%$  от всех  $pC$ -событий. На рис. 5 они отделены штриховой линией, а

$p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  - события, наблюдаемые в камере как события с  $T_{\text{изм}} > T_0$  - зачернены. Такие взаимодействия составляют  $\sim (0,1-0,15)\%$  и, как указывалось в предыдущей главе, являются наиболее интересными для изучения механизма ДКЭ. Как в  $p(\text{C}_3\text{H}_8)$  так и в  $p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  - событиях доля наблюдаемых взаимодействий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  примерно одинакова. Обсудим свойства  $p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  событий, которые подтверждали бы возможное наличие дополнительной энергии в событиях с вылетом кумулятивных частиц по сравнению с  $p_{\text{С}}$  - взаимодействиями.

1) Большая множественность  $p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  - событий.

Отличие, в среднем составляет 1,7 частицы на взаимодействие (1,7,8/. Оказалось, что взаимодействия с испусканием кумулятивных протонов сопровождаются, как правило, повышенной множественностью всех протонов, события с  $\Pi_{\text{кум}}^{\pm}$  имеют повышенную множественность  $\Pi$  - мезонов всех знаков.

2) В  $p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  взаимодействиях по сравнению с обычными  $p_{\text{С}}$  - событиями, наблюдается отличие характеристик  $(\bar{p}, \bar{\theta}, \bar{y})$  вторичных идентифицированных частиц: в  $\Pi_{\text{кум}}^-$  - событиях это имеет место для  $\Pi^-, \Pi^+, p$ , а в  $p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  - событиях для  $p$  и  $\Pi^-$  - мезонов и нет отличия для  $\Pi^+$  - мезонов /7,8/.

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

В  $p_{\text{кум}}^{\text{С}}$  событиях наблюдаются, по-видимому, те же явления, что и в событиях с  $T_{\text{изм}} > T_0$ .

Полученная в процессе взаимодействия дополнительная кинетическая

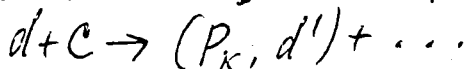
энергия идет на образование сразу нескольких  $\Pi$  - мезонов - среди них могут быть и кумулятивные - один или несколько, по которым отбираются события, и "обычные"  $\Pi$ -мезоны. Или наблюдается другой характер взаимодействия, когда  $\Pi$  - мезонов мало, а ДКЭ идет на увеличение энергии барионов: образуются кумулятивные протоны и увеличивается множественность протонов в событии.

Рассмотрим характеристики  $\rho_{\text{кум}}$  событий в зависимости от кумулятивного числа  $\beta$   $\Pi$ -мезонов (таблица 4).

Чем больше энергия кумулятивного  $\Pi$ -мезона ( $\beta > 1$ ; 2-ая строка табл. ), тем большой средний поперечный импульс частиц и большее, чем в других событиях, число  $\chi$  кв. Все события поднимается, как бы, на новый энергетический уровень, и большее количество дополнительной энергии, выделившейся во взаимодействии, одновременно распределяется между всеми частицами. Однако, из-за вылета нейтральных частиц, сказать непосредственно об увеличении величины  $T_{\text{изм}}$  в этих событиях нельзя. Из распределений величин  $T_{\text{изм}}$  для событий с быстрыми частицами (рис. I) видно, что есть события <sup>имеющие</sup> превышение  $T_{\text{изм}}$  над  $T_0$  на  $\sim (2-3)$  ГэВ.

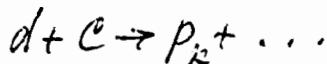
Предложение экспериментов на имеющихся <sup>ЛВЭ</sup> установках.

Для подтверждения полученного результата необходимо исследование ядерных взаимодействий другой методикой. Для этой цели может служить установка  $\gamma 9/$ , где электронной методикой изучаются  $d$  C-взаимодействия с вылетом быстрой частицы под  $0^\circ$  при  $P_d = 8,9$  ГэВ/с.



Важным условием эксперимента является возможность разделения быстрых частиц по массам. Наблюдение  $P_k$  и  $d'$  в области энергий, превышающей  $T_0$ , вне пределов ошибок измерения, явилось бы доказательством существования механизма ДКЭ. Основываясь на данных, полученных при изучении  $\rho$  C - взаимодействий с  $P_0 = 10$  ГэВ/с <sup>4,2 и</sup> в пропановой камере, можно оценить

порядок сечения образования  $d'$  из реакции  $d+C \rightarrow d'+\dots$  с  $P_{d'} > P_d$ . Сечение образования событий с вылетом одного быстрого дейтрона в направлении под  $\sim 0^\circ$  (с точностью  $\pm 1^\circ$ ) с  $P_{d'} > P_d$  может составлять  $\sim 0,01\%$ . Т.об., важно провести наблюдение вторичных частиц в области импульсов превышающих начальный импульс дейтронов на  $1 \text{ ГэВ/с}$  (необходимым условием эксперимента является уверенное определение массы частиц в этой области импульсов:  $d$  или  $t$ ? ). Если в настоящий момент нет возможности разделения частиц по массам, то можно оценить сечение реакции  $d+C \rightarrow He_2^3+\dots$  с вылетом двухзарядной частицы, которая должна идти с тем же сечением, что и реакция  $d+C \rightarrow t+\dots$ . Т.об., путем сравнения можно будет понять, наблюдая частицы в области  $P_{d'} > P_d$  - только ли это  $t$  или есть примесь  $d'$ , которая и будет давать события с  $T_{\text{изм}} > T_0$ . Из работ по изучению рА-взаимодействий следует, что с увеличением импульса налетающего протона от  $1,7$  до  $4 \text{ ГэВ/с}$ , сечение реакции  $p+A \rightarrow d+\dots$  падает  $\sim 100$  раз /10/. На той же установке <sup>191</sup> можно было бы наблюдать за импульсным распределением протонов из реакции



В работе /II/ было получено инклюзивное сечение образования нейтронов в реакции  $d+A \rightarrow n+\dots$  под  $0^\circ$  при  $P_d = 2,5; 3,46; 4,46; 7,66; 10,2 \text{ ГэВ/с}$ . Импульс нейтрона восстанавливался по вторичным взаимодействиям в  $1 \text{ м.}$  водородной камере. Стрипинговые нейтроны имели длинный "хвост" распределения, обусловленный кумулятивными нейтронами. На рис. 6 приведено распределение дифференциальных сечений кумулятивных нейтронов при различных  $P_d$ . Стрелками указаны граничные значения импульсов нейтронов, за которыми наблюдались бы нейтроны с  $T_{\text{изм}} > T_0^d$ . Такие нейтроны наблюдаются, по данным работы /II/, при малых значениях импульсов ( $P_d = 4,46; 3,46 \text{ ГэВ/с}$ , при  $P_d = 2,5 \text{ ГэВ/с}$  - статистика масса). При

увеличении  $P_d$ , нейтроны с  $T_{изм} > T_0$  не наблюдаются. Импульс нейтрона восстанавливался с большой ошибкой из-за возможного вылета во взаимодействии нейтральных частиц. Поэтому электронной методикой надо тщательно проверить появление протонов с  $T_{изм} > T_0$  при различных  $P_d$ , особенно при  $P_d = (3-6)$  ГэВ/с, где есть указание на наблюдение нейтронов с  $T_{изм} > T_0$ .

На 2-х метровой пропановой камере наиболее целесообразным с методической точки зрения было бы исследование ПС - взаимодействий с  $P_{\pi} = (4-7)$  ГэВ/с на предмет существования событий с  $T_{изм} > T_0$ . Были получены предварительные результаты обработки ПС взаимодействий с  $P_{\pi} = 4,65$  ГэВ/с на снимках с I-м пропановой камерой ЛЯП<sup>х</sup>). Из этих данных следует, что ПС события с  $T_{изм} > T_0$  <sup>наблюдается</sup> ( $\sim 27\%$ ), (рис.7), и в них энергосодержание, приходящееся на  $\Pi^-$ -мезоны, в  $\sim 2$  раза больше, чем во всех ПС - событиях. В выделенных взаимодействиях быстрые  $\Pi^-$ -мезоны имеют импульсное распределение с максимумом в области импульса первичного  $\Pi^-$ -мезона (рис.8). Идентификация быстрых частиц в этом случае однозначна (по сравнению с быстрыми положительными частицами в РС - взаимодействиях). Для положительных частиц из событий с  $T_{изм} > T_0$  (рис.9) наблюдается следующий спектр. Частиц, имеющих  $p > 1$  ГэВ/с, которые не всегда можно разделить по массам ( $\pi^+, p, d$ ) относительно мало, и они не внесут существенного вклада в выводы о наблюдении эффекта. Т.об. снимается важная методическая неопределенность, а проблема уменьшения ошибок измерения может быть отчасти решена повторными измерениями импульсов частиц. Большим преимуществом пропановой камеры является возможность наблюдения  $e^+e^-$  пар конверсии  $\gamma$  квантов, что дает возможность учитывать  $\Pi^0$  мезоны

х) По нашей просьбе данные получены Маиловым А.А. и Ломакиным Ю.Ф.



в общем балансе кинетических энергий во взаимодействии. Возможна в некоторых событиях и регистрация нейтральных звезд и оценка по ним импульса вторичных нейтронов, что также уточнит величину  $T_{изм}$ .

Для выяснения роли ошибок в распределениях  $T_{изм}$  было построено распределение  $T_{изм}$  для  $\Pi^-p$  -взаимодействий с  $P_0 = 5$  ГэВ/с, наблюдаемых в 1 м водородной камере. Найдено, что при средней ошибке в импульсах вторичных частиц ( $\approx 3\%$ ) число событий с  $T_{изм} > T_0$  составляет  $< 0,4\%$ . Считая, что эффект аномалонов /12/ также обусловлен механизмом ДКЭ, можно рекомендовать те условия наблюдения, при которых этот эффект будет проявляться наиболее сильно. Можно привести качественные рассуждения. Если в ядерных взаимодействиях с ДКЭ вылетает вперед фрагмент с  $Z = Z_0$ , то *и вся ДКЭ идет на увеличение энергии этого фрагмента*, это значит, что других быстрых частиц вперед мало или нет вовсе.

Большая ДКЭ, приобретенная этим фрагментом, может сказываться на его "поведении" (н-р, энергия идет на возбуждение фрагмента, а он меняет свои свойства). Фрагменты с аномальным сечением будут наблюдаться преимущественно в малолучевых звездах, т.к. ДКЭ приходящееся на одну частицу в многолучевых звездах меньше, чем в малолучевых. Ядро мишени должно быть легким, т.к. в тяжелых ядрах быстрые частицы больше рассеиваются и теряют энергию. Эти предсказания подтверждаются экспериментально. В работе /13/, где изучались  $CC$  -взаимодействия с  $P_0/N = 4,2$  ГэВ/с, аномалоны наблюдались только тогда, когда  $Z_{фр} > 3$  и звезды (2-3) лучевые. В реакциях  $Me^4 \rightarrow (Me^3, Me^4) + \dots$  в 2-х лучевых звездах эффект больше, чем в (4-6) лучевых /14/. На тяжелых ядрах эмульсии аномалонов не найдено и есть только указание на их наблюдение при  $Z = Z_0$  /15/.

## ВЫВОДЫ

1. В  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{\text{кум}}$  событиях с быстрыми частицами вперед с  $P_0 = 10$  ГэВ/с наблюдаются взаимодействия с  $T_{\text{изм}} > T_0$ . После уточнения величин  $T_{\text{изм}}$  ( в результате применения статистических методов идентификации быстрых положительных частиц) и учёта энергии  $\gamma$ -квантов (без весов), была найдена величина  $\bar{T}'_{\text{изм}}$ , отличающаяся от  $T_0$  на  $(0,59-1,33) \pm 0,21$  ГэВ, что соответствует числу событий с  $T_{\text{изм}} > T_0$  от 3 до 9%. Нижний и верхний пределы значений  $(\bar{T}'_{\text{изм}} - T_0)$  получены <sup>в предположении</sup> *max. и min.* ошибок в величине  $T_{\text{изм}}$ . Наблюдаются события с  $T'_{\text{изм}} - \bar{T}_0 = (2-3)$  ГэВ, которые выходят за *max.* возможную погрешность.

2. События с  $T_{\text{изм}} > T_0$  делят ся на два класса: события с большим энерговыделением за счет числа и больших импульсов  $\Pi$ -мезонов разных знаков (наблюдается превышение энерговыделения  $\Pi^-$  мезонов в (2-3) раза по сравнению с событиями без выборки) и события с большими импульсами барионов ( $p_{\text{max}} > 8,5$  ГэВ/с), где энерговыделение  $\Pi$ -мезонов мало.

3. В  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{\text{кум}}$  взаимодействиях с  $T_{\text{изм}} > T_0$  между быстрыми частицами, летящими вперед, наблюдаются азимутальные корреляции. В  $pC_{\text{кум}}$  событиях получены также азимутальные корреляции между кумулятивными  $\Pi$  - мезонами назад и частицей с  $P_{\text{max}}^{(+)} > 5$  ГэВ/с, летящей вперед. Этот результат служит указанием на вылет частиц из единой промежуточной системы.

4. Найдено событие с кумулятивным  $\Pi^+$  - мезоном назад и одной быстрой частицей вперед, на следе которой имеются два  $\delta$  - электрона, близких к  $\delta_{\text{max}}$  для дейтрона ( вероятность наблюдения такого события составляет  $1 \cdot 10^{-5} - 10^{-6}$ ). С вероятностью  $> 78\%$  можно сказать, что быстрая частица протон, и тогда значение  $T_{\text{изм}} - T_0$  для этого события составляет  $(0,75 \pm 0,3)$  ГэВ.

5. Получено указание на наблюдение необычного

механизма ядерных взаимодействий с выделением дополнительной кинетической энергии. Необходимы дальнейшие исследования различными методами для *проверки* этого *наблюдения*.

Авторы благодарят Куциди Н.К. и Любошина В.Л. за помощь в получении результатов, Ерофееву И.Н., *Мобилова В.Б.* Сивоклокова С.Ю., Тонееву Г.П., Журавлеву Т.А., Матасову Н.В., Злобину Л.И. за просмотр и создание ленты суммарных результатов  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{кум}$  событий.

*Калин,*  

---

*JK*

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1. Распределение величин  $T_{изм}$  для  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{кум}$ -взаимодействий. Пунктиром обозначено распределение  $T_{изм}$  для упругих событий.
- Рис.2. Импульсное распределение положительных частиц с максимальным импульсом в событиях, где  $T_{изм} > T_0$ ; пунктир -  $pC_{кум}$ -события; сплошная линия - сумма для  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{кум}$  событий.
- Рис.3. Распределение разности азимутальных углов  $\Delta\psi$  быстрых частиц вперед в  $p(C_3H_8)$  и  $pC_{кум}$  взаимодействиях с  $T_{изм} > T_0$  - сплошная линия.  
Заштрихованная часть - разность азимутальных углов частиц с  $p_{max}^{(+)}$  и самых быстрых  $\Pi^-$ -мезонов во взаимодействиях. Пунктир - фоновое распределение  $\Delta\psi'$  стриппинговых протонов и быстрых протонов из  $d(C_3H_8)$  - взаимодействий с  $P_d = 8,2$  ГэВ/с.
- Рис.4. Схематическое изображение  $pC_{кум}$ -события с 2мя  $\delta$ -электронами большой энергии на следе быстрой частицы.
- Рис.5. Схематическое изображение  $pC$ -взаимодействий в виде множеств (Подробное описание в тексте).
- Рис.6. Распределение дифференциальных сечений кумулятивных нейтронов при различных  $P_d$ .
- Рис.7. Распределение величин  $T_{изм} > T_0$  для  $\Pi^-C$  - взаимодействий с  $P_\pi = 4,65$  ГэВ/с.
- Рис.8. Импульсное распределение  $\Pi^-$ -мезонов с максимальным импульсом в  $\Pi^-C$  - событиях с  $T_{изм} > T_0$ .
- Рис.9. Импульсное распределение (+) частиц с максимальным импульсом в  $\Pi^-C$  - взаимодействиях с  $T_{изм} > T_0$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, РІ-83-327, Дубна, 1983.
2. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, Депонированное сообщение  
БІ-І-87-247, 1987г.
3. Воронцов И.А. и др. ИТЭФ-85, Москва, 1983г.
4. Балеа Е. и др. ОИЯИ, РІ-85-132, Дубна, 1985г.
5. Балдин А.М., ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3.  
Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5.
6. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, РІ-86-370, Дубна, 1986г.
7. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, РІ-85-939, Дубна, 1985г.
8. Любимов В.Б. ОИЯИ, І-83-710, Дубна, 1983г.
9. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, І-82-278, Дубна, 1982г.
10. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, т.28, вып.4.
11. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, І-9924, Дубна, 1976г.
12. Friedlander E. M. et al. *Ph. Rev. Lett.* 1980, v. 45, N13
13. Агакишиев Г.Н. и др. ЯФ, 1983г., т.38, вып.10.
14. Bano M. et al. *Phys. Lett.* 1986, 166 B. p 453
15. Банник Б.П. и др. ОИЯИ, РІ-84-532, Дубна, 1984г.  
*Z. für Phys* A321, (1985) p.249.

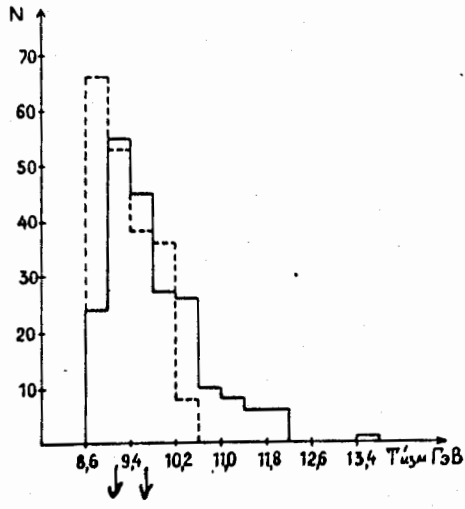


рис 1

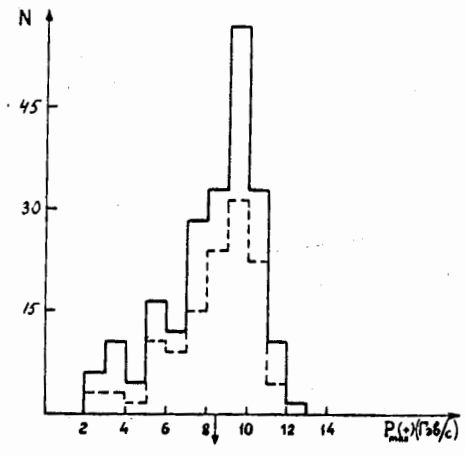


рис. 2

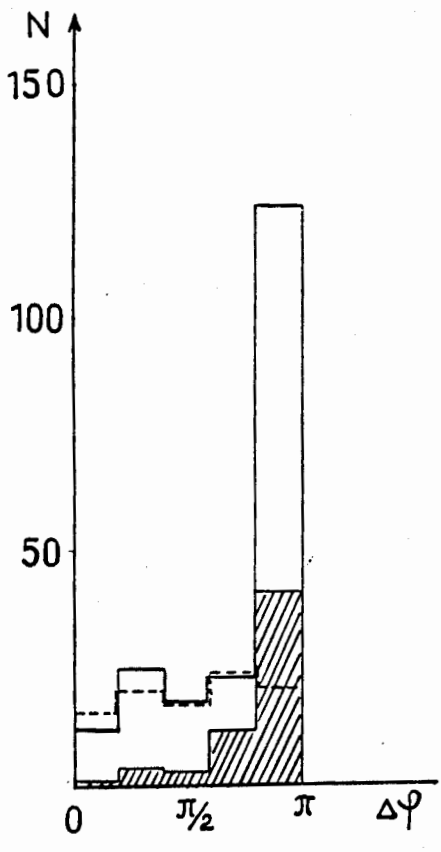
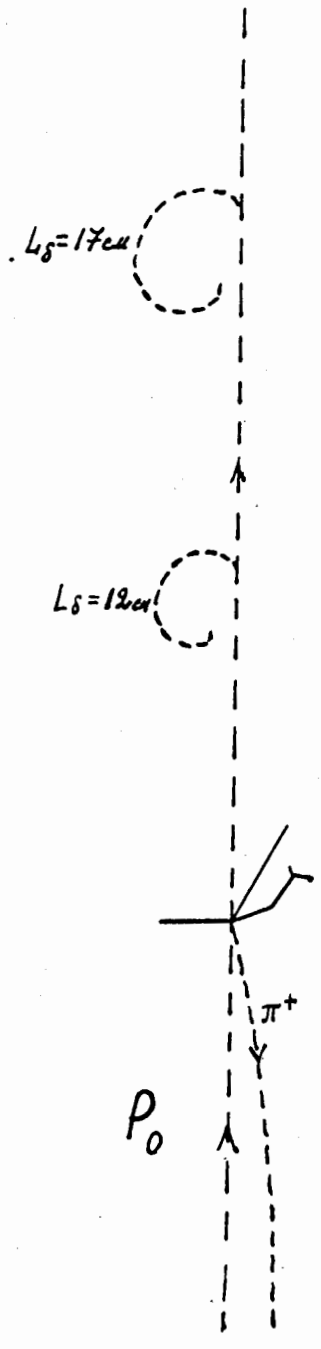


рис. 3



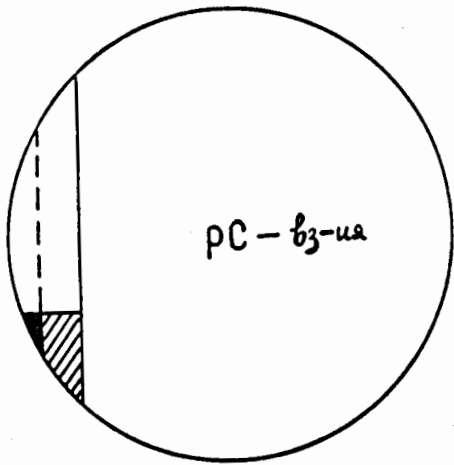


рис. 5

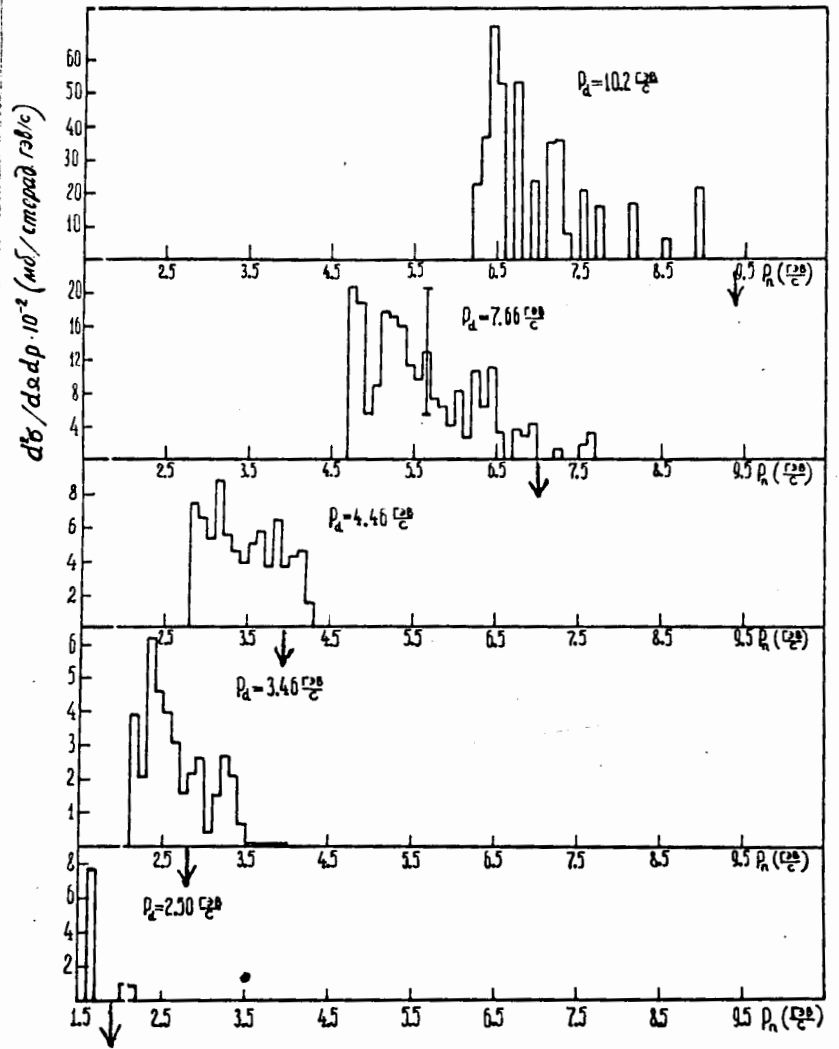


рис. 6

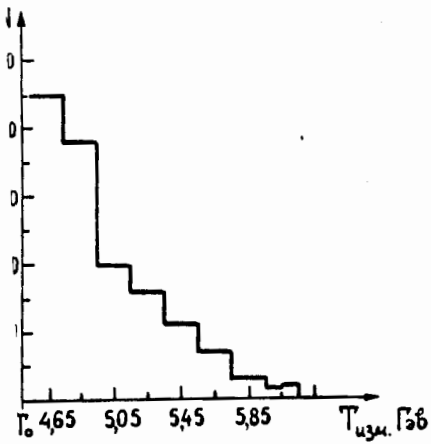


рис. 7.

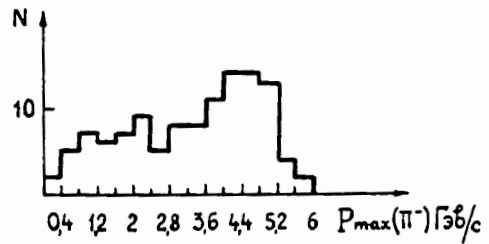


рис. 8

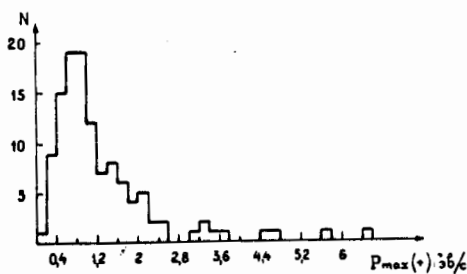


рис. 9

Таблица I.

$T_{\text{изм}} \text{ ГэВ}$	$\bar{T}_0 \text{ ГэВ}$	$(\bar{T}_{\text{изм}} - \bar{T}_0) \text{ ГэВ}$
(9 - 10,2 ) (43сл.)	9,5 $\pm$ 0,4	0,14 $\pm$ 0,3
> 10,2 (18 сл.)	8,8 $\pm$ 0,45	2,42 $\pm$ 0,55

ТАБЛИЦА 2

$P_0 = 10 \text{ ГэВ}/c$		$\langle N_{ch} \rangle$	$\langle \Sigma P_{\text{ил}} \rangle$ ГэВ/c	$\langle T_{\text{изм}} \rangle$ ГэВ	$N(\pi^-)_{\text{бз}}$	$P(\pi^-)_{\text{бз}}$ ГэВ/c	$N(\pi^+)_{\text{бз}}$	$P(\pi^+)_{\text{бз}}$ ГэВ/c
$T_{\text{изм}} > T_0$	$p(C_3H_6)$ 102сл	4,3 $\pm$ 0,3	10,87 $\pm$ 0,12	9,81 $\pm$ 0,11	1,03 $\pm$ 0,11	1,28 $\pm$ 0,16	0,79 $\pm$ 0,09	0,34 $\pm$ 0,02
	$P_{\text{max}} < 85 \text{ ГэВ}/c$ 43сл	5,1 $\pm$ 0,5	10,73 $\pm$ 0,16	9,57 $\pm$ 0,13	1,43 $\pm$ 0,15	2,45 $\pm$ 0,22	0,93 $\pm$ 0,14	0,42 $\pm$ 0,04
	$P_{\text{max}} > 85 \text{ ГэВ}/c$ 59сл	3,7 $\pm$ 0,4	11,0 $\pm$ 0,15	9,98 $\pm$ 0,14	0,73 $\pm$ 0,13	0,40 $\pm$ 0,06	0,67 $\pm$ 0,12	0,28 $\pm$ 0,03
неупрягие $p(C_3H_6)$ соб. без выборки		4,35 $\pm$ 0,09	< $P_0$	< $T_0$	0,87 $\pm$ 0,03	0,85 $\pm$ 0,04		



Таблица 4

$\beta_{\pi}$	$\langle P_{\perp}^2 \rangle \left(\frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}\right)^2$	$N_{\pi}/\beta_{\pi}$	$\Sigma(N_{\pi_i} W_{\pi_i})/\beta_{\pi}$	$E_{\pi}/\beta_{\pi} \Gamma_{\text{эб}}$
(0,6-1) 488 сл	$0,18 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,04$	$2,39 \pm 0,23$	$1,12 \pm 0,04$
$> 1$ 86 сл.	$0,53 \pm 0,08$	$0,36 \pm 0,07$	$3,09 \pm 0,57$	$1,37 \pm 0,07$

ТАБЛИЦА 3

$P_0 = 10 \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$	$\langle N_{ch} \rangle$	$\langle \Sigma P_{\text{ил}} \rangle \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$	$\langle T_{\text{изм}} \rangle \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$	$N(\pi^-)/\beta_{\pi}$	$P(\pi^-)/\beta_{\pi} \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$	$N(\pi^+)/\beta_{\pi}$	$P(\pi^+)/\beta_{\pi} \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$	$N_{\delta}/\beta_{\pi}$	$E_{\delta}/\beta_{\pi} \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$	
$T_{\text{изм}} > T_0$	$P_0$ кум. 106 м 42 л	$4,9 \pm 0,4$	$10,60 \pm 0,13$	$9,91 \pm 0,12$	$0,92 \pm 0,11$	$1,22 \pm 0,18$	$0,71 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,03$	$0,39 \pm 0,06$ (23 ± 0,6)	$0,22 \pm 0,03$ (1,3 ± 0,5)
	$P_{\text{max}} < 85 \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$ 45 м 31 л	$5,9 \pm 0,7$	$10,43 \pm 0,15$	$9,73 \pm 0,13$	$1,44 \pm 0,17$	$2,41 \pm 0,24$	$0,81 \pm 0,15$	$0,54 \pm 0,04$	$0,68 \pm 0,12$ (4,2 ± 1,5)	$0,44 \pm 0,17$ (2,7 ± 1,1)
	$P_{\text{max}} > 85 \frac{\Gamma_{\text{эб}}}{\epsilon}$ 61 м 11 л	$4,1 \pm 0,6$	$10,71 \pm 0,17$	$10,02 \pm 0,16$	$0,53 \pm 0,09$	$0,36 \pm 0,07$	$0,62 \pm 0,13$	$0,42 \pm 0,03$	$0,18 \pm 0,07$ (0,9 ± 0,4)	$0,07 \pm 0,03$ (0,3 ± 0,2)
непрямые $P_0$ -события без выборки	$5,3 \pm 0,1$	$< P_0$	$< T_0$	$1,15 \pm 0,02$	$1,04 \pm 0,02$					