

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

423, 83

7/2-83
P1-82-795

Г.Н.Агакишиев¹, А.М.Балдин, Е.Балеа², О.Балеа²,
В.Болдеа², А.П.Гаспарян, Н.С.Григалашвили,³
В.Г.Гришин, И.А.Ивановская, Т.Канарек,
Е.Н.Кладницкая, Р.Р.Мехтиев¹, Т.Понта²,
М.И.Соловьев, С.Хакман², А.П.Чеплаков

ХАРАКТЕРИСТИКИ γ -КВАНТОВ,
СОПРОВОЖДАЮЩИХ ОБРАЗОВАНИЕ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ
ЯДРА УГЛЕРОДА
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт физики АН АзССР, Баку.

² Центральный институт физики, Бухарест.

³ Институт физики высоких энергий Тбилисского
государственного университета.

1982

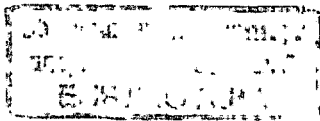
1. ВВЕДЕНИЕ

При периферическом взаимодействии пучкового ядра высокой энергии с ядром мишени образуются релятивистские фрагменты, которые имеют практически то же направление и ту же скорость, что и первичные ядра. Здесь возникает удобная методическая возможность для измерения времени жизни возбужденных фрагментов налетающего ядра, их сечений взаимодействия, изучения свойств короткоживущих изотопов и гиперфрагментов, создания уникальных пучков и т.д. Происходит как бы временная развертка в пространстве с растяжкой на релятивистское увеличение времени протекания процесса.

В недавних экспериментах^{/1-4/} было наблюдено аномальное увеличение сечения взаимодействия вторичных стриппинговых фрагментов ядер-снарядов с зарядом $z \geq 3$ в столкновениях с ядрами фотоэмульсии. В работах^{/1-3/} использовались ускоренные ядра кислорода, аргона и железа с кинетической энергией ~ 2 ГэВ/нуклон. В работе^{/4/} проведена обработка стопок эмульсий, экспонированных в разное время в космических лучах. Утверждается, что на первых нескольких сантиметрах от точки возникновения фрагментов сечение их взаимодействия заметно больше ожидаемого, которое легко оценить на основе имеющихся экспериментальных данных по сечениям взаимодействия с эмульсией первичных ядер /вылетающих из ускорителя/ с зарядом $2 \leq z \leq 26$. Авторы^{/13/} делают вывод, что эффект исчезает при первичной энергии $T_0 \sim 1$ ГэВ/нуклон.

В работах^{/5-11/}, выполненных с космическими лучами, малая статистика не позволила сделать достоверных выводов. Исследования в этом направлении начались в 50-е годы, однако до сих пор экспериментальная ситуация неоднозначна. Интерес к таким экспериментам в настоящее время очень высок, что обусловлено возможным наблюдением возбужденных фрагментов с аномально большим сечением взаимодействия и временем жизни $\tau \leq 10^{-10}$ с.

Ранее нами были опубликованы предварительные результаты^{/12,13/} исследования этого явления на снимках, полученных с 2-метровой пропановой камеры, облученной ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. В настоящей работе представлены экспериментальные данные, полученные на увеличенной статистике. Кроме того, дается дополнительная экспериментальная информация о характеристиках γ -квантов, сопровождающих образование многозарядных фрагментов пучкового ядра углерода.



2. МЕТОДИКА

Путем просмотра стереоснимков отбирались взаимодействия с образованием стриппинговых многозарядных фрагментов пучкового ядра углерода. Стриппинговыми считались фрагменты с импульсами $P_{\text{лаб}} \geq 3$ ГэВ/с, вылетающие под углом $\theta_{\text{лаб}} < 4^\circ$ к направлению первичного пучка^{/14/}. Эффективный объем камеры для первичных звезд выбирался таким образом, чтобы минимальная потенциальная длина, на которой происходит взаимодействие фрагментов, была равна 33 см. На этой длине следы многозарядных фрагментов просматривались от вершины первичной звезды с целью поиска визуально наблюдаемого взаимодействия. Расстояние от вершины первичной звезды до точки взаимодействия вторичного фрагмента измерялось с точностью 0,1 см.

На первом этапе^{/12/} отбирались события, где образовывался хотя бы один фрагмент с зарядом $z_{\text{ф}} \geq 2$. Всего было обработано 3700 таких событий. Двухзарядные фрагменты уверенно идентифицировались по плотности ионизации. В пропановой камере ионизационные потери для фрагментов с $z_{\text{ф}} \geq 3$ настолько велики, что теряется возможность визуальной идентификации фрагментов по плотности ионизации. Идентификация таких фрагментов проводилась по плотности δ -электронов^{/15/} и путем оценки суммарного заряда стриппинговых фрагментов в первичной и вторичных звездах. Анализ материала показал^{/12/}, что имеются методические трудности, связанные с наложением друг на друга вблизи первичной звезды следов и звезд от разных фрагментов, образованных в одном и том же первичном взаимодействии. Поэтому для идентификации отдельного фрагмента и определения его сечения взаимодействия необходимо отступить от первичной звезды на некоторое расстояние, которое было выбрано равным 10 см.

На втором этапе^{/13/} с целью уменьшения методических погрешностей в идентификации зарядов фрагментов и визуального исключения ложных взаимодействий частиц, сопровождающих исследуемый фрагмент, отбирались только периферические взаимодействия пучкового ядра углерода с пропаном. Причем для фрагментов с $z_{\text{ф}}=6$ топология отбираемых событий была визуально подобна топологии упругого рассеяния ядра углерода на протоне пропана /двухлучевые звезды/. Для фрагментов с $z_{\text{ф}}=5$ топология события подобна топологии дифракционного развала пучкового ядра углерода на однозарядный и пятизарядный фрагменты с видимым протоном отдачи или без него, т.е. на двух- и трехлучевые звезды. В пропановой камере протоны визуально хорошо заметны при импульсе $P_p \geq 150$ МэВ/с.

Число нейтронов в шестизарядных фрагментах, образованных в таких периферических взаимодействиях, меньше или равно шести. Взаимодействие нейтронов пучкового ядра углерода с пропаном может привести к образованию двухлучевой звезды. Аналогичные соображения справедливы для пятизарядных фрагментов.

Если предположить, что наблюдаемое увеличение сечения взаимодействия на первых нескольких сантиметрах обусловлено не только методическими причинами, а связано отчасти с образованием возбуж-

денных фрагментов с экзотически большим временем жизни, то снятие возбуждения может идти путем испускания γ -квантов. Радиационная длина в пропане $X_0 = 108$ см, что позволяет эффективно регистрировать γ -кванты с энергией $E_\gamma \geq 30$ МэВ. Так как фрагмент движется с околосветовой скоростью, $\beta = 0,976$, то снятие возбуждения γ -квантами с энергией в несколько МэВ при изотропном их испускании будет проявляться в лабораторной системе в виде γ -квантов, в основном, с энергией в несколько десятков МэВ, летящих в передний конус по направлению вылета фрагмента. Такие γ -кванты должны проявляться на фоне γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов и имеющих характерную форму энергетического спектра с максимумом при энергии 70 МэВ.

При просмотре снимков регистрировались все e^+e^- -пары, "смотрящие" в окрестность первичного взаимодействия, в котором образовался фрагмент с зарядом $z_{\text{ф}} = 5$ или 6. Всего было найдено 1771 фрагмент с зарядом $z_{\text{ф}} = 5$ и 1272 фрагмента с $z_{\text{ф}} = 6$. Число зарегистрированных e^+e^- -пар оказалось равным 382.

Часть снимков просматривалась с целью регистрации всех взаимодействий пучкового ядра углерода с пропаном, независимо от наличия многозарядных фрагментов, чтобы получить информацию об относительных выходах спектаторных фрагментов налетающего ядра углерода с зарядами $z_{\text{ф}} \geq 1$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В табл.1 даны результаты не выборочного просмотра, в котором было найдено 530 взаимодействий ядер углерода с пропаном. На рис.1 эти данные представлены в виде сечений выхода фрагментов различной зарядности

$$\sigma = \frac{N_{\text{ф}}}{N_{\text{т}}} \sigma_{\text{C}_3\text{H}_8}, \quad /1/$$

где $N_{\text{ф}}$ - число наблюдаемых фрагментов определенного заряда, $N_{\text{т}}$ - полное число наблюдаемых событий, $\sigma_{\text{C}_3\text{H}_8}$ - экспериментальное сечение взаимодействия углерода с пропаном. Линии проведены через экспериментальные точки для фрагментов с зарядами $z_{\text{ф}} = 1, 3, 4, 5, 6$. Ранее были получены сечения выхода фрагментов, образованных при взаимодействии ядер углерода с ядрами тантала^{/14/}. В этой работе показано, что сечения выхода фрагментов всех зарядностей хорошо описываются двумя экспонентами с изломом при $z_{\text{ф}} = 3$. Здесь качественно наблюдается такая же зависимость. Однако выход фрагментов с $z_{\text{ф}} = 1, 2, 3$ не согласуется с экспоненциальной зависимостью. Наблюдается избыточный выход ядер гелия.

В табл.2 представлены результаты просмотра 3700 взаимодействий, где образовался хотя бы один фрагмент с зарядом $z_{\text{ф}} \geq 2$. Здесь на существенно большей статистике показан относительный

Таблица 1

Число наблюдаемых фрагментов во взаимодействиях ядер углерода с пропаном

Z	1	2	3	4	5	6
N ₀	879	414	91	62	46	24

Таблица 2

Число наблюдаемых фрагментов с зарядом $2 \leq Z \leq 6$ /3700 событий/

Z	2	3	4	5	6
N ₀	2892	645	517	481	329

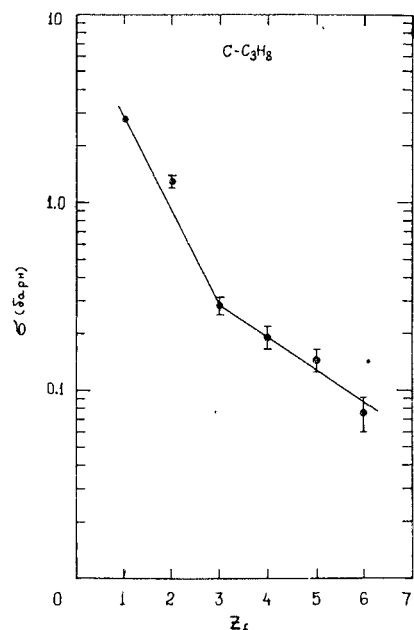


Рис.1. Сечения выхода изотопов водорода, гелия, лития, бериллия, бора и углерода во взаимодействиях ядра углерода с пропаном.

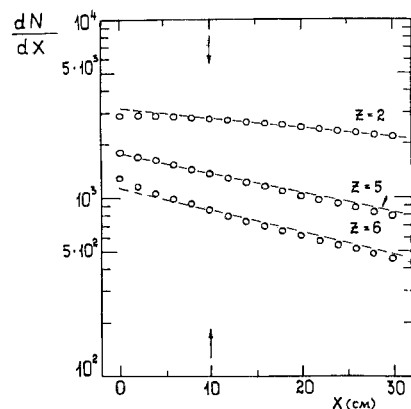


Рис.2. Зависимость числа непрореагировавших фрагментов пучкового ядра углерода от расстояния X от первичной звезды (o). Штриховые линии соответствуют ожидаемому выбыванию фрагментов, нормированному на наблюдаемое их число, на расстоянии X = 10 см.

выход многозарядных фрагментов. Анализ материала показал, что спектаторные ядра гелия / α -частицы/ часто образуются группами:



В правой части приведены относительные вклады в процентах для событий, где образовалась хотя бы одна α -частица. При взаимодействии, по-видимому, проявляется структура ядра углерода. Кроме того, было найдено ~7% событий от числа первичных звезд с многозарядными фрагментами, где имелась пара фрагментов с зарядами 2 и 3, ~0,5% - с зарядами 3 и 4 и ~0,5% - с зарядами 2 и 4.

На рис.2 представлена зависимость числа непрореагировавших фрагментов от расстояния X от первичной звезды /т.е. скорость их выбывания в зависимости от толщины мишени/. Величина наклона при этом однозначно и прямо пропорциональна величине сечения взаимодействия фрагментов. Нижние точки соответствуют фрагментам с зарядами $z_{\Phi} = 5$ и 6, образованным в периферических столкновениях. Зависимость для двухзарядных фрагментов взята из предыдущей работы ^{/12/} и соответствует меньшей статистике первичных взаимодействий /см. табл.2/. Стрелками указана граница, слева от которой возможны методические искажения. В этом интервале для фрагментов с $z_{\Phi} = 6$ наблюдается заметное увеличение сечения их взаимодействия по сравнению с сечением взаимодействия пучковых ядер углерода, что частично вызвано наложением следов фрагментов друг на друга вблизи первичной звезды. На рис.2, при малых расстояниях от точки первичного взаимодействия, отчетливо видна потеря двухзарядных фрагментов, которые в результате слияния с другими треками имитировали фрагменты большей зарядности ^{/12/}. Экспериментальные точки, находящиеся справа от X = 10 см, хорошо согласуются с единой экспоненциальной зависимостью. Штриховые линии соответствуют ожидаемому выбыванию фрагментов, которое оценивалось на основе экспериментальных сечений взаимодействия в пропане ^{/16/} пучковых протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода. Линии нормированы на наблюдаемое число фрагментов на расстоянии X = 10 см. Для шестизарядных фрагментов наклон линии соответствует экспериментальному сечению взаимодействия пучковых ядер углерода с пропаном, т.е. показывает максимально возможный наклон для невозбужденных шестизарядных фрагментов. Линии для двух- и пятизарядных фрагментов проведены с учетом небольших коррекций к экспериментальным сечениям взаимодействия пучковых ядер гелия и углерода с пропаном, вызванных примесью других изотопных состояний. Видно, что распределение экспериментальных точек для фрагментов с $z_{\Phi} = 5$ и 6 имеет больший наклон по сравнению с наклоном штрихованных линий.

Таблица 3

Величины сечения взаимодействия для фрагментов с зарядом $2 \leq z \leq 6$

z	2	3	4	5	6
σ_{Φ} /бн/	2,06±0,08	3,39±0,25	3,90±0,32	4,65±0,20	5,30±0,27

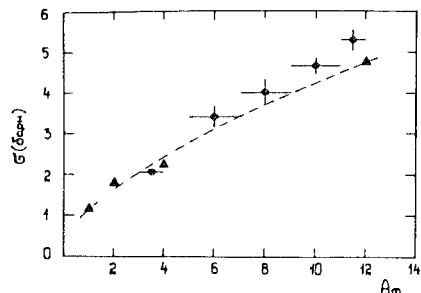


Рис. 3. Сечения взаимодействия фрагментов ядра углерода в зависимости от их атомного веса A_{Φ} /кружки/. Треугольником показаны сечения взаимодействия пучковых ядер.

В табл. 3 и на рис. 3 представлены сечения взаимодействия фрагментов на расстоянии $X \geq 10$ см от точки их образования в зависимости от атомного числа A_{Φ} /кружки/. Сечения определялись на основе формулы

$$N = N_0 (1 - e^{-n\sigma\Delta}), \quad /3/$$

где N_0 — число фрагментов на расстоянии $X = 10$ см; N — число фрагментов, провзаимодействовавших на длине $10 \leq X \leq 30$ см; n — число молекул пропана в 1 см^3 ; Δ — толщина мишени /20 см/; σ — исковое сечение. Треугольниками показаны сечения взаимодействия с пропаном для пучковых протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода /16/. Штриховая линия проведена через экспериментальные точки для пучковых ядер /величина сечений взаимодействия пучковых ядер гелия и углерода с пропаном равна /2260±50/ мб и /4780±60/ мб соответственно /18/. Атомные числа фрагментов с $3 \leq z_{\Phi} \leq 5$ брались равными удвоенному заряду. Для двухзарядных фрагментов точка поставлена между атомными числами $3 < A_{\Phi} < 4$, а для фрагментов с $z_{\Phi} = 6$ — между атомными числами $11 < A_{\Phi} < 12$. При таких первичных энергиях вероятность подхвата нейтрона из ядра-мишени незначительна. Фрагменты с $3 \leq z_{\Phi} \leq 5$ могут быть как нейтроноизбыточными, так и нейтронодефицитными. Поперечными линиями показан вероятный интервал изменения атомных чисел. Экспериментальные сечения для фрагментов с $z_{\Phi} = 2, 3, 4$ взяты из работы /12/.

Из приведенных данных следует, что сечения взаимодействия фрагментов углерода с зарядами $z_{\Phi} = 5$ и 6 на ~10% больше ожидаемой величины. Этот факт говорит, по-видимому, о вкладе возбужденных фрагментов с временем жизни $\tau \geq 10^{-10}$ с, у которых размер становится больше, чем в основном состоянии.

Здесь следует отметить, что для определения отклонений величины сечений от ожидаемых для фрагментов, находящихся в основном состоянии, целесообразно использовать мишень с минимальным атомным весом. Известно, что неупругие сечения взаимодействия двух ядер определяются в основном суммой их геометрических размеров. С этой точки зрения ядра фотоэмульсии по сравнению с пропаном (C_3H_8) слишком велики для наблюдения небольших изменений размеров фрагментов.

Рассмотрим экспериментальные данные по характеристикам γ -квантов, сопровождающих многозарядные фрагменты, образованные в периферических столкновениях. Основным фоновым процессом при наших энергиях является распад π^0 -мезонов на два γ -кванта. Тормозное излучение γ -квантов электронами и позитронами также дает фоновые случаи, которые относительно легко исключаются /17/ вследствие кинематической корреляции таких γ -квантов с родительскими электронами /позитронами/. Для наблюдения γ -квантов, испускаемых возбужденными фрагментами, наиболее удобно перевести экспериментальные характеристики γ -квантов в антилабораторную систему, в которой фрагмент практически покоится. Импульсный спектр γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов, как в лабораторной, так и в антилабораторной системе будет иметь характерную форму с максимумом при 70 МэВ/с. В антилабораторной системе, в системе покоя фрагмента, γ -кванты от возбужденных фрагментов будут иметь энергию $E_{\gamma} < 70$ МэВ.

На рис. 4 показан экспериментальный импульсный спектр γ -квантов с учетом эффективности их регистрации в лабораторной /а/ и в антилабораторной /б/ системах. Сплошная линия соответствует спектру γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов. Линия получена по методу Монте-Карло на основе экспериментальных характеристик π^{\pm} -мезонов, рожденных в $d(C_3H_8)$ -взаимодействиях при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Так как отобранные нами события по топологии соответствуют в основном взаимодействию одного нуклона налетающего ядра с пропаном, то использование в качестве фона π^{\pm} -мезонов, рожденных в $d(C_3H_8)$ взаимодействиях, с нашей точки зрения, представляется наиболее реалистичным. Здесь сделано правдоподобное предположение о том, что кинематические характеристики π^{-} и π^0 совпадают ($\pi^0 \cong \pi^{-} \rightarrow 2\gamma$). Видно, что в антилабораторной системе имеется избыток γ -квантов с $P_{\gamma} < 70$ МэВ/с.

На рис. 5 приведено угловое распределение γ -квантов. Гистограммой показано фоновое распределение γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов. В лабораторной системе экспериментальное угловое распределение более вытянуто вперед по сравнению с фоновым, а в антилабораторной системе оно более изотропно.

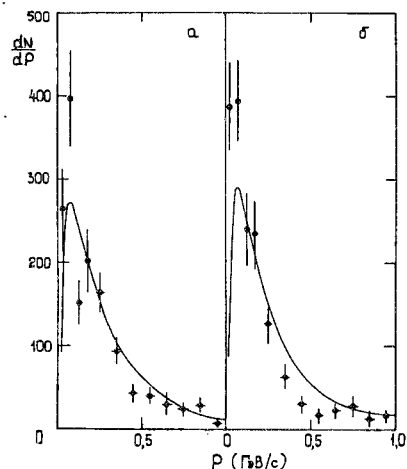


Рис.4. Импульсный спектр γ -квантов /точки/, испущенных при периферических взаимодействиях ядер углерода с пропаном: а/ лабораторная система, б/ антилабораторная система. Линия соответствует спектру γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов.

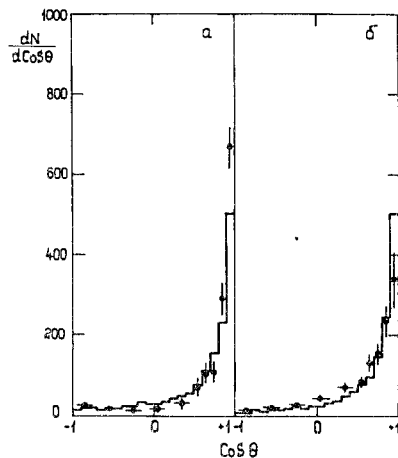


Рис.5. Угловое распределение γ -квантов /точки/, испущенных при периферических взаимодействиях ядра углерода с пропаном: а/ лабораторная система, б/ антилабораторная система. Гистограммы - угловые распределения γ -квантов, полученных при распаде π^0 -мезонов.

Представленные на рис.4 и 5 данные не противоречат утверждению о наличии дополнительного источника малоэнергичных γ -квантов с изотропным угловым распределением в системе покоя фрагмента.

Анализ имеющегося экспериментального материала по характеристикам γ -квантов во взаимодействиях ядер углерода с танталом при 4,2 ГэВ/с на нуклон^{18/} и π^- -мезонов с протонами и ядрами углерода при 40 ГэВ/с^{19,20/} показал, что имеется заметный вклад γ -квантов адронного тормозного излучения^{21-23/}. В процессе сильного взаимодействия сталкивающихся частиц происходит существенное изменение зарядов частиц и их импульсов. Поэтому вдоль траекторий вторичных частиц и вдоль пучкового направления вперед должны наблюдаться тормозные γ -кванты. Энергетический и угловой спектры таких γ -квантов зависят от кинематических характеристик первичных и вторичных частиц. Энергетический спектр тормозных γ -квантов имеет резко падающую форму типа dE/E . В настоящее время в области энергий, где открыты каналы рождения частиц, имеется, по существу, одна работа^{23/}, в которой при 10,5 ГэВ/с изучалось это явление во взаимодействиях π^+ -мезонов с водород-неоно-

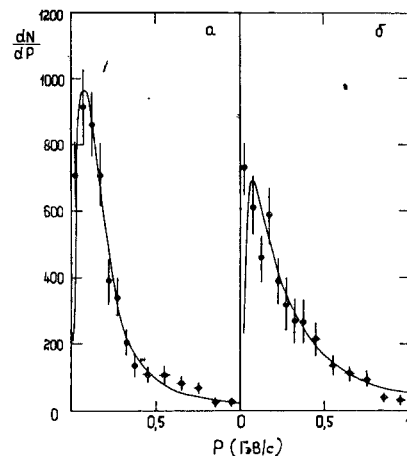


Рис.6. Импульсное распределение γ -квантов /точки/, испущенных в СТа-взаимодвижениях: а/ лабораторная система; б/ антилабораторная система. Линия соответствует спектру γ -квантов, полученных при распаде π^0 -мезонов.

Рис.7. Угловое распределение γ -квантов /точки/, испущенных в СТа-взаимодвижениях: а/ лабораторная система, б/ антилабораторная система. Гистограммы соответствуют угловым распределениям γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов.

вой смесью в пузырьковой камере. Было обнаружено, что доля адронных тормозных γ -квантов по отношению ко всем γ -квантам, образованным в этих взаимодействиях, составляет ~1%.

На рис.6 и 7 приведены импульсные и угловые распределения γ -квантов в неупругих СТа-столкновениях. Сплошные линии соответствуют фоновым γ -квантам, образованным при распаде π^0 -мезонов, полученным методом Монте-Карло ($\pi^0 \rightarrow \pi^- \rightarrow 2\gamma$). Наблюдается явление, аналогичное представленному на рис.4 и 5. Избыток γ -квантов с $P_\gamma < 70$ МэВ/с в антилабораторной системе наблюдается и для событий, в которых нет многозарядных фрагментов.

На рис.8 представлены импульсные спектры γ -квантов в антилабораторной системе для π^-p /а/ и π^-C -взаимодвижений /б/ при 40 ГэВ/с. Здесь материал статистически обеспечен существенно лучше и поэтому экспериментальные данные представлены с шагом 10 МэВ/с. Штриховая линия соответствует γ -квантам, образованным при распаде π^0 -мезонов. Отчетливо виден вклад процесса адронного тормозного излучения, который составляет ~5% от всех γ -квантов.

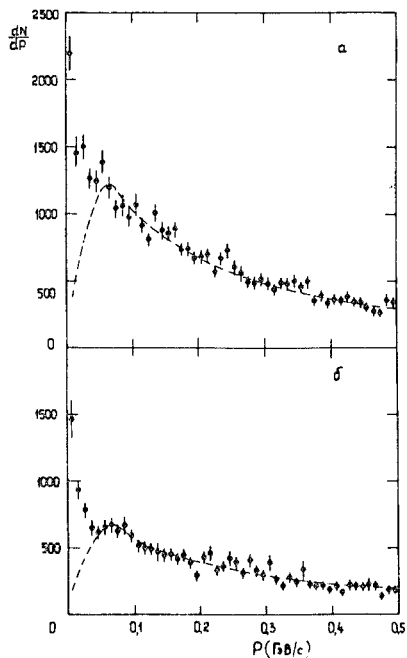


Рис. 8. Импульсные спектры γ -квантов /точки/, испущенных в а/ π^-p , б/ π^-C -столкновениях в антилабораторной системе, штриховая линия соответствует импульсным спектрам γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов.

Ясно, что тормозное излучение в лабораторной системе также должно иметь подобные кинематические характеристики. Однако из-за низкой эффективности регистрации малоэнергичных γ -квантов основная доля γ -квантов с $P_\gamma < 30$ МэВ/с не детектируется в виде e^\pm -пар. С другой стороны, энергичные γ -кванты в лабораторной системе попадают в антилабораторной системе в область малых энергий. Таким образом, вследствие методических причин это явление хорошо проявляется в антилабораторной системе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сечения взаимодействия вторичных фрагментов релятивистского ядра углерода с зарядами $z_\Phi \geq 3$ на расстоянии больше 10 см от точки первичного взаимодействия систематически больше ожидаемых сечений взаимодействия соответствующих ядер, находящихся в основном состоянии. Фрагменты с зарядом $z_\Phi = 5$ и 6 имеют сечение взаимодействия, на $\sim 10\%$ больше ожидаемой величины. Если это явление связано с возбуждением фрагментов, то соответствующее время жизни необычно велико, $\tau > 10^{-10}$ с.

На расстояниях от первичной звезды, меньших 10 см, возможны методические искажения, связанные с наложением друг на друга следов и звезд от разных фрагментов, образованных в одном и том же первичном взаимодействии. Вследствие этого с уменьшением расстояния X теряется возможность идентификации заряда фрагмента и визуального исключения ложных взаимодействий от сопровождающих исследуемый фрагмент частиц.

Из-за уменьшения энергии связи возбужденных фрагментов дифференциальное сечение их взаимодействия должно быть больше сечения взаимодействия соответствующего ядра в основном состоянии [24, 24]. Кроме того, на снимках визуально наблюдаемы главным образом звезды, полученные в результате неупругого взаимодействия ядер. Уп-

ругое рассеяние многозарядных фрагментов на ядрах углерода /пропана/ практически незаметно вследствие малых углов рассеяния налетающего ядра и большой тормозной способности пропана для ядра. Упругое рассеяние на протонах пропана или на квазисвободных нуклонах ядра углерода регистрируется частично. Для фрагментов с малой энергией связи доля неупругого сечения взаимодействия от полного сечения может быть больше, чем для ядра в основном состоянии. Поэтому возможно увеличение неупругого сечения без заметного увеличения полного сечения взаимодействия.

Снятие возбуждения ядер за счет сильных взаимодействий происходит за очень короткое время, $\tau \sim 10^{-23}$ с. Время, связанное со слабым взаимодействием, велико $\tau > 10^{-12}$ с. Электромагнитным взаимодействием возбуждение, в основном, снимается за время $\tau < 10^{-12}$ с. Поэтому $\tau \geq 10^{-10}$ с представляется необычным. Однако нужно заметить, что оно сильно зависит от величины энергии возбуждения. Чем больше энергия возбуждения, тем меньше время жизни возбужденного состояния ядра. Оно может резко возрасти, если переход в основное состояние запрещен или подавлен каким-либо законом сохранения. Из общих соображений следует, что время снятия возбуждения за счет какого-либо взаимодействия может изменяться в очень широком интервале, на много порядков величины. Кроме того, надо иметь в виду, что сечение образования слабо связанных фрагментов /при больших энергиях возбуждения/ должно быть значительно меньше сечения образования сильно связанных фрагментов.

Представленные экспериментальные данные по характеристикам γ -квантов, сопровождающих образование фрагментов с зарядами $z_\Phi = 5$ и 6, не противоречат утверждению о наличии дополнительного источника малоэнергичных γ -квантов с изотропным угловым распределением в системе покоя фрагмента. Однако анализ имеющегося экспериментального материала по γ -квантам в событиях, где не образуются многозарядные фрагменты, показал, что в той же кинематической области имеется заметный вклад γ -квантов, возникших в результате адронного тормозного излучения. Если энергетический спектр этих γ -квантов имеет плавную спадающую форму, то γ -кванты, полученные при снятии возбуждения, должны иметь линейчатый спектр. Экспериментальное разрешение по импульсам γ -квантов $\frac{\Delta P}{P} \sim 15\%$ и малая статистика вряд ли позволят разделить эти два процесса.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность техническому персоналу 2-метровой пропановой камеры за получение снимков, всем участникам сотрудничества по исследованиям ядро-ядерных взаимодействий, а также лаборантам за ряд полезных обсуждений и помощь в получении экспериментальных данных.

1. Friedlander E. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1084.
2. Jain P.L., Das G. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.305.
3. Aggarwal M.M. et al. Proc. of the Vth Heavy Ion Conf., University of California at Berkeley, May 18-22, 1981; Phys.Lett.B, 1982, 112, p.31.
4. Barber H.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.856.
5. Milone A. Nuovo Cimento Suppl., 1954, 12, p.353.
6. Tokunaga S., Ishii T., Nishikaw K. Nuovo Cim., 1957, 5, p.517.
7. Yagoda H. Nuovo Cim., 1957, 6, p.559.
8. Friedlander E.M., Spircher M. Nucl.Sci.Abstr., 1961, 15, p.3457.
9. Judek V. Can.J.Phys., 1968, 46, p.343.
10. Cleghorn T.F., Freier P.S., Waddington C.J. Can.J.Phys. Suppl., 1968, 46, p.572.
11. Judek V. Can.J.Phys., 1972, 50, p.2082.
12. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, P1-81-79, Дубна, 1981.
13. Akhababian N. et al. JINR, E1-82-510, Dubna, 1982.
14. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, P1-80-209, Дубна, 1980.
15. Гаспарян А.П., Григалашвили Н.С. ОИЯИ, 1-11335, Дубна, 1979.
16. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
17. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1965.
18. Akhababian N. et al. JINR, D1-82-445, Dubna, 1982.
19. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1974, 20, 8, с.384; Nucl.Phys., 1974, B83, p.365.
20. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1979, 17, с.1235.
21. Соловьев В.Г. ЖЭТФ, 1955, 29, с.242.
22. Ломанов М.Ф. и др. ЖЭТФ, 1958, 35, с.887.
23. Goshaw A.T. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1065.
24. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, 222, 5с, 1064; 1980, 4, с.95; Progr. in Part. and Nucl. Phys., 1980, 4, p.95.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1982 года.

Агакишиев Г.Н. и др.

P1-82-795

Характеристики γ -квантов, сопровождающих образование многозарядных фрагментов ядра углерода при импульсе 4,2 ГэВ/С на нуклон

Представлен экспериментальный материал, полученный путем обработки снимков с 2-метровой пропановой камеры, облученной ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Установлено, что сечения взаимодействия вторичных многозарядных фрагментов с зарядами $z_f \geq 3$ на расстоянии больше 10 см от первичной звезды систематически больше ожидаемых сечений взаимодействия соответствующих ядер, находящихся в основном состоянии. Фрагменты с зарядами $z_f = 5$ и 6 имеют сечения взаимодействия, на ~10% больше ожидаемой величины. Экспериментальные данные по характеристикам γ -квантов, сопровождающих образование фрагментов с зарядами $z_f = 5$ и 6, не противоречат утверждению о наличии /кроме γ -квантов, образованных при распаде π^0 -мезонов/ малоэнергичных γ -квантов с изотропным угловым распределением в системе покоя фрагмента. Наблюден вклад γ -квантов от адронного тормозного излучения.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Agakishiev G.N. et al.

P1-82-795

Characteristics of γ -Quanta Accompanying the Production of Multicharged Fragments of Carbon Nucleus at a Momentum of 4.2 GeV/c per Nucleon

Experimental data obtained by processing pictures from the 2m propane bubble chamber exposed to carbon nuclei with a momentum of 4.2 GeV/c per nucleon are presented. The interaction cross sections of secondary multicharged fragments having charges $z_f \geq 3$ at a distance of ~10 cm from the primary vertex are systematically larger than the expected cross sections of the corresponding nuclei in the principal state. The cross sections of fragments having $z_f = 5$ and 6 are by ~10% larger than the expected value. The experimental data on characteristics of γ -quanta with accompany the production of fragments with $z_f = 5$ and 6 do not contradict the statement that, except γ 's from the decay of π^0 -mesons, there are low energy γ 's with isotropic angular distribution in the fragment rest system. The contribution of γ 's from hadron bremsstrahlung is observed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод Л.С.Барабаш.