

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4648/82

27/9-82
Д1-82-445

ОБРАЗОВАНИЕ γ -КВАНТОВ
И НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
В dTa И STa -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Сотрудничество: Баку–Белград–Бухарест–Варна–
Варшава–Дубна–Ереван–Кишинев–Москва–
Прага–София–Тбилиси–Улан-Батор

Направлено в журнал "Ядерная физика";
на XXI Международную конференцию по физике
высоких энергий /Париж, 1982 г./;
на Международную конференцию по ядро-ядерным
взаимодействиям /Мичиган, 1982/.

1982

Н.Ахабабян, Ц.Баатар, А.М.Балдин, Е.Бартке, Е.Богданович,
А.П.Гаспарян, В.Г.Гришин, И.А.Ивановская, Т.Канарек,
Е.Н.Кладницкая, М.Ковальский, Э.Кондор, Д.К.Копылова,
В.Л.Любошиц, В.Б.Любимов, В.Ф.Никитина, М.И.Соловьев,
А.П.Чеплаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

О.Б.Абдинов, Г.Н.Агакишиев, Р.Р.Мехтиев, М.К.Сулейманов
Институт физики АН АзССР, Баку

С.Бацкович, В.Дамянович, С.Дрндаревич, Д.Крмпотич, Д.Крпич,
Л.Симич

Институт физики и Университет, Белград

Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, Т.Понта, С.Хакман
Центральный институт физики, Бухарест

Д.Армутлийский, Н.И.Кочнев, С.Прокопиева
Высший машинно-электротехнический институт, Варна

Е.Биалковска
Институт ядерной физики, Варшава

В.А.Вартанян, Г.Р.Гулканян, З.А.Кирокасян, С.А.Корчагин,
И.М.Равинович
Ереванский физический институт

Ю.П.Келоглу
Кишиневский государственный университет.

Л.А.Диденко, И.Н.Ерофеева, С.И.Лютов, В.С.Мурзин, В.М.Попова,
Л.Н.Смирнова, А.Н.Соломин, Г.П.Тонеева, Л.М.Щеглова
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

З.Корбел, З.Трка, Я.Тркова
Карлов университет, Прага

Н.Ангелов, Л.Грекова, П.Марков, В.Пенев, П.П.Темников,
А.И.Шкловская
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

П.Керачев, Х.Семерджиев
Высший машинно-электротехнический институт, София

Н.С.Амаглобели, М.А.Дасаева, Н.С.Григалашвили, Р.А.Кватадзе,
Ю.В.Тевзадзе, М.В.Топуридзе
Тбилисский государственный университет

Д.Тувдендорж, Г.Шарху
Институт физики и техники МАН, Улан-Батор

Систематическое изучение неупругих ядро-ядерных взаимодействий в Дубне и Беркли привело к получению большого количества данных по рождению заряженных частиц в этих взаимодействиях. Данных, характеризующих образование нейтральных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях, значительно меньше. Опубликованы лишь результаты изучения процессов образования Λ -гиперонов в центральных $Ag + KCl$ взаимодействиях при импульсе 2,6 ГэВ/с на нуклон^{/1/} и ${}^4He + {}^6Li$ -столкновениях при 4,5 ГэВ/с на нуклон^{/2/}.

В настоящей работе представлены экспериментальные данные по образованию γ -квантов, Λ^- и K_s^0 -частиц во взаимодействиях дейтронов и ядер углерода с ядрами тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Использовались снимки, полученные при облучении 2-метровой пропановой камеры ОИЯИ пучками ядер дейтерия и углерода. Мишенью служили три танталовые пластинки /140x70x1 мм^{3/}, помещенные внутри рабочего объема камеры на расстоянии 93 мм друг от друга^{/3/}.

ОТБОР γ -КВАНТОВ И V^0 -СОБЫТИЙ

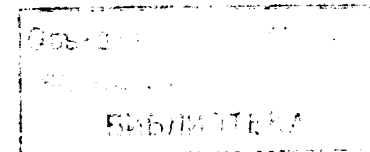
Для анализа γ -квантов в работе использован материал, полученный при просмотре ~26 тыс. снимков дейтронного и ~50 тыс. снимков углеродного облучений.

На предмет поиска V^0 -событий было просмотрено, соответственно, ~26 и ~90 тыс. снимков дейтронного и углеродного облучений.

После измерений и обсчета по программе ГЕОФИТ критериям отбора удовлетворяли 278 γ , 10 Λ и 5 K_s^0 в dTa -взаимодействиях, 687 γ , 33 Λ и 20 K_s^0 в CTa -взаимодействиях.

В качестве критериев отбора использовались следующие условия:

1. χ^2 -вероятность должна быть больше 1% для гипотез γ , Λ и K_s^0 .
2. Координаты точек конверсии γ -квантов или распада Λ и K_s^0 -частиц должны находиться в эффективном объеме камеры^{/4/}. В числе γ -квантов, отобранных по указанным выше критериям, оказалось некоторое число γ , конвертировавших в танталовых пластинках /23 в dTa и 73 в CTa -взаимодействиях/. Все они были исключены из дальнейшего рассмотрения из-за неопределен-



ности в числе e^+e^- -пар, претерпевших рассеяние в пластинках и вследствие этого выбывших из статистики. Из числа отобранных γ -квантов были исключены также тормозные γ -кванты /~2%/ . При этом использовались стандартные критерии отбора по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ и углу $\theta_{\gamma\gamma}$ /4/.

Однозначно идентифицированными (Λ, K_s^0) считались частицы, которые удовлетворяли либо одной гипотезе с χ^2 -вероятностью >1%, либо двум, но могли быть разделены по ионизации или энергии δ -электронов на следах положительно заряженных продуктов распада. Неоднозначно идентифицированные $\Lambda \sim K_s^0$ частицы /их было 7/ отнесены к Λ или K_s^0 по большей χ^2 -вероятности. Средние значения масс Λ гиперонов и K_s^0 -мезонов получились следующими:

$$\langle m_{\Lambda} \rangle = 1116 \pm 2 \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\langle m_{K_s^0} \rangle = 498 \pm 5 \text{ МэВ}/c^2.$$

Для нахождения полного числа γ -квантов, а также Λ - и K_s^0 -частиц, образовавшихся в изучаемых dTa и cTa-взаимодействиях, вводился ряд поправок. Для всех γ -квантов, конвертировавшихся в пропане, определялся "вес" ($W_{\text{геом}}$), равный обратной величине вероятности конверсии γ -кванта в эффективном объеме камеры, исключая танталовые пластинки. Кроме того, были введены поправки на потери e^+e^- -пар вблизи звезды /до 1 см в dTa и до 3 см в cTa-событиях/ и в направлении ко дну камеры /4/, на эффективность просмотра и неизмеримые e^+e^- -пары, а также на комптон-рассеяние и отклонение e^+e^- -пары от направления γ -кванта на угол больше 3° при конверсии γ -кванта на ядре /5/. Средние значения $W_{\text{геом}}$ и полных "весов" γ -квантов приведены в табл.1.

Таблица 1

Средние множественности π^0 , Λ - и K_s^0 -частиц

Реакция	N	$\langle W_{\text{геом}} \rangle$	$\langle W \rangle$	$\langle n \rangle$
dTa $\rightarrow \gamma + \dots$	249	8,78 \pm 0,40	12,0 \pm 1,7	1,1 \pm 0,2
cTa $\rightarrow \gamma + \dots$	606	8,45 \pm 0,26	11,6 \pm 0,9	3,8 \pm 0,4
dTa $\rightarrow \Lambda + \dots$	10	1,05 \pm 0,02	1,8 \pm 0,2	0,013 \pm 0,006
cTa $\rightarrow \Lambda + \dots$	31	1,08 \pm 0,03	2,0 \pm 0,2	0,046 \pm 0,010
dTa $\rightarrow K_s^0 + \dots$	5	1,00 \pm 0,01	1,6 \pm 0,2	0,006 \pm 0,003
cTa $\rightarrow K_s^0 + \dots$	18	1,02 \pm 0,01	1,7 \pm 0,2	0,023 \pm 0,007

СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ, ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ γ -КВАНТОВ В dTa И cTa-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Средние множественности γ -квантов определялись из соотношения

$$\langle n_{\gamma} \rangle = \frac{N_{\gamma} \cdot \langle W_{\gamma} \rangle}{N_{\text{соб.}}}$$

и оказались равными, соответственно, $\langle n_{\gamma} \rangle^{dTa} = 2,20 \pm 0,36$, $\langle n_{\gamma} \rangle^{cTa} = 7,52 \pm 0,74$. В предположении, что единственным источником γ -квантов служат π^0 -мезоны, получены средние множественности π^0 -мезонов, приведенные в табл.1. Значения $\langle n_{\pi^0} \rangle$ в пределах ошибок совпадают со средними множественностями π^{\pm} -мезонов, определенными ранее для соответствующих типов взаимодействий $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle^{dTa} = 0,91 \pm 0,05$ и $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle^{cTa} = 3,4 \pm 0,2$ /6/. Следует, однако, заметить, что наблюдается тенденция к превышению $\langle n_{\pi^0} \rangle$ над $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$ как в dTa, так и в cTa-взаимодействиях. Это может быть следствием превышения $\langle n_{\pi^0} \rangle$ над $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$ в NN-взаимодействиях /7/.

Отношение средних множественностей π^0 -мезонов в cTa- и dTa-взаимодействиях равно

$$\langle n_{\pi^0} \rangle^{cTa} / \langle n_{\pi^0} \rangle^{dTa} = 3,4 \pm 0,7,$$

и в пределах ошибок совпадает с отношением

$$\langle \nu \rangle^{cTa} / \langle \nu \rangle^{dTa} = 4,1 \pm 0,2.$$

где $\langle \nu \rangle$ - среднее число провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда, экспериментально определенным в нашей предыдущей работе /8/. Таким образом, не только множественность π^{\pm} -мезонов /как найдено в /8'/, но и множественность π^0 -мезонов во взаимодействиях легких ядер с танталом растет пропорционально среднему числу нуклонов ядра-снаряда, участвовавших во взаимодействии.

Импульсные и угловые распределения γ -квантов из dTa и cTa-взаимодействий показаны на рис.1 и 2*, распределения по скорости - на рис.3. В табл.2 приведены средние характеристики γ -квантов.

Можно заметить, что переход к более тяжелому ядру-снаряду /от d к c/ приводит к небольшому /~10%/ уменьшению среднего угла вылета γ -квантов в лаб.системе и увеличению среднего продольного импульса и средней скорости γ -квантов. Средний поперечный импульс γ -квантов от атомного веса ядра-снаряда не зависит.

* Распределения γ -квантов из dTa-взаимодействий нормированы на соответствующие распределения γ -квантов из cTa-взаимодействий.

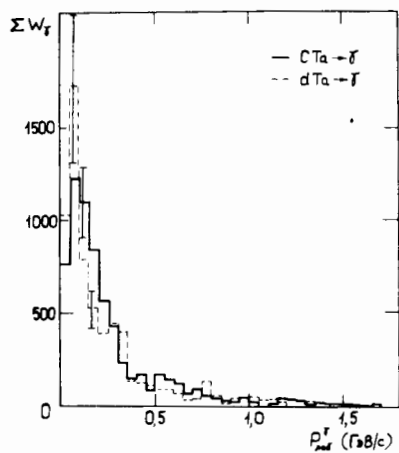


Рис.1. Импульсные спектры γ -квантов в лаб.системе для dTa и STa-взаимодействий.

Рис.2. Угловые распределения γ -квантов в лаб.системе для dTa и STa-взаимодействий.

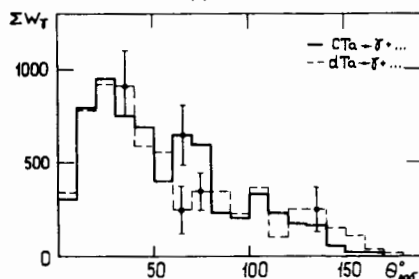


Таблица 2

Средние характеристики γ -квантов

Реакция	dTa $\rightarrow \gamma + \dots$	STa $\rightarrow \gamma + \dots$
$\langle P_{\text{лаб.}} \rangle$ /ГэВ/с/	0,242 \pm 0,006	0,254 \pm 0,004
$\langle r_{\perp} \rangle$ /ГэВ/с/	0,132 \pm 0,003	0,139 \pm 0,002
$\langle P_{\parallel \text{лаб.}} \rangle$ /ГэВ/с/	0,153 \pm 0,007	0,172 \pm 0,004
$\langle P_{\perp}^2 \rangle$ /ГэВ/с/ ²	0,036 \pm 0,001	0,039 \pm 0,001
$\langle \theta_{\text{лаб.}} \rangle$ /град/	60,2 \pm 0,8	55,0 \pm 0,5
$\langle y_{\text{лаб.}} \rangle$	0,74 \pm 0,02	0,85 \pm 0,01

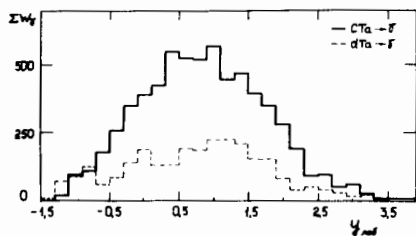


Рис.3. Распределения γ -квантов по продольной скорости в лаб.системе для dTa и STa-взаимодействий.

В табл.3 приведены средние значения продольного и квадрата поперечного импульсов π^0 -мезонов, которые были определены по соответствующим средним значениям для γ -квантов,^{10/} и сред-

ние значения продольных быстрых в лаб.системе $\langle y_{\text{лаб.}}^{\pi^0} \rangle$, равные $\langle y_{\text{лаб.}}^{\gamma} \rangle$ *. Там же для сравнения представлены соответствующие средние характеристики для π^- -мезонов из dTa и STa-взаимодействий^{10/}. Видно, что приведенные в табл.3 средние значения для π^0 и π^- -мезонов в пределах ошибок совпадают в соответствующих типах взаимодействий.

Таблица 3

Средние характеристики π^0 и π^- -мезонов

Реакция	$\langle P_{\text{лаб.}} \rangle$ /ГэВ/с/	$\langle P_{\perp}^2 \rangle$ /ГэВ/с/ ²	$\langle y_{\text{лаб.}} \rangle$
dTa $\rightarrow \pi^0 + \dots$	0,306 \pm 0,014	0,098 \pm 0,005	0,74 \pm 0,02
dTa $\rightarrow \pi^- + \dots$	0,311 \pm 0,013	0,101 \pm 0,005	0,70 \pm 0,01
STa $\rightarrow \pi^0 + \dots$	0,344 \pm 0,008	0,107 \pm 0,003	0,85 \pm 0,01
STa $\rightarrow \pi^- + \dots$	0,343 \pm 0,007	0,097 \pm 0,003	0,79 \pm 0,01

В работе^{11/} на основе модели многократного рассеяния даются предсказания для отношения инклюзивных сечений образования вторичных частиц в центральной области и в областях фрагментации сталкивающихся ядер:

$$\frac{\sigma(A_1 B \rightarrow h X)}{\sigma(A_2 B \rightarrow h X)} \approx \begin{cases} x < -0,1 & |x| < 0,1 & x > 0,1 \\ \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{-y} \frac{\sigma_{\text{in}}^{NA_1}}{\sigma_{\text{in}}^{NA_2}} & \frac{A_1}{A_2} & \frac{A_1}{A_2} \end{cases}$$

$y = 0,2$ при $x = -0,5$, где x - феймановская переменная.

Для сравнения с моделью были использованы экспериментальные распределения γ -квантов по скорости в лаб.системе. Как показывает табл.4, согласие с моделью достаточно хорошее. Ранее^{10/} было показано согласие с этой моделью аналогичных отношений для π^- -мезонов из (d, ⁴He, ¹²C)Ta-взаимодействий.

Таблица 4

		$y_{\text{лаб.}}^{\gamma} < 0$	$y_{\text{лаб.}}^{\gamma} > 0$
$R = \frac{\sigma(\text{STa} \rightarrow \gamma + \dots)}{\sigma(\text{dTa} \rightarrow \gamma + \dots)}$	Модель	2,7	6
	Эксперим.	4,4 \pm 1,1	6,4 \pm 1,5

* Доказательство равенства $\langle y_{\text{лаб.}}^{\pi^0} \rangle = \langle y_{\text{лаб.}}^{\gamma} \rangle$ см. в приложении.

СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ Λ -ГИПЕРОНОВ И K_S^0 -МЕЗОНОВ И НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИХ ОБРАЗОВАНИЯ В dTa И cTa-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Средние множественности Λ -гиперонов и K_S^0 -мезонов в dTa и cTa-взаимодействиях приведены в табл.1. Как и в случае π^0 -мезонов, переход к более тяжелому ядру-снаряду /от d к c/ приводит к увеличению $\langle n_\Lambda \rangle$ и $\langle n_{K_S^0} \rangle$ в отношении $\langle n \rangle_{cTa} / \langle n \rangle_{dTa}$.

Для cTa-взаимодействий средние множественности $\langle n_\Lambda \rangle$ и $\langle n_{K_S^0} \rangle$ соответствуют инклюзивным сечениям образования $\sigma_\Lambda = 158 \pm 34$ мб и $\sigma_{K_S^0} = 79 \pm 21$ мб при $\sigma_{in}^{cTa} = 3445 \pm 140$ мб /8/. Для сравнения приведем инклюзивные сечения образования Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в pp-взаимодействиях при $P = 3,7$ ГэВ/с: $^{12}/\sigma_\Lambda = 0,091 \pm 0,016$ мб, $\sigma_{K_S^0} = 0,048 \pm 0,012$ мб при $\sigma_{in} = 26,8 \pm 1,4$ мб /7/. Таким образом, средняя множественность Λ -гиперонов возрастает ~ в 15 раз в cTa-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон по сравнению с pp-взаимодействиями при импульсе 3,7 ГэВ/с на нуклон.

Анализ cTa-событий с Λ -гиперонами показал, что в них в среднем образуется 35 ± 3 заряженных частиц, в том числе $4,8 \pm 0,6$ отрицательных частиц. Эти значения существенно превышают средние множественности заряженных и отрицательных частиц во всех неупругих cTa-взаимодействиях, которые равны, соответственно $\langle n_+ \rangle = 21,2 \pm 0,6$ и $\langle n_- \rangle = 3,4 \pm 0,2$ /8/. Кроме того, средний заряд стриппинговых фрагментов ядра углерода в событиях с Λ -гиперонами в два раза ниже, чем во всех неупругих cTa-взаимодействиях.

На рис.4 показано распределение Λ -гиперонов из cTa-столкновений по переменным P_\perp и P_\parallel^* , где P_\parallel^* определены в нуклон-нуклонной системе ц.м. Около 40% Λ -гиперонов находятся вне кинематически разрешенной области для $NN \rightarrow N\Lambda K$ реакции. Пунктирная линия на рис.4 соответствует границе фазового объема, в котором находятся 99% событий реакции $NN \rightarrow N\Lambda K$ с учетом ферми-движения нуклонов в сталкивающихся ядрах углерода и тантала. Расчеты выполнены по фазовому объему с использованием импульсного распределения нуклонов в виде $f(P) \sim \exp -P^2/2\sigma^2$ с $\sigma = 90$ МэВ/с /1/. Видно, что часть Λ -гиперонов выходит и за эту границу. Наблюдаемое смещение распределения Λ -гиперонов в сторону отрицательных продольных импульсов может быть обусловлено как рассеянием Λ -гиперонов внутри ядра тантала, так и образованием Λ -гиперонов во вторичных π -мезон-нуклонных взаимодействиях в ядре.

Средний поперечный импульс Λ -гиперонов из cTa-взаимодействий равен $0,49 \pm 0,03$ ГэВ/с и близок к $\langle P_\perp^\Lambda \rangle$, полученному для Λ -гиперонов из pp-взаимодействий при высоких энергиях /13/.

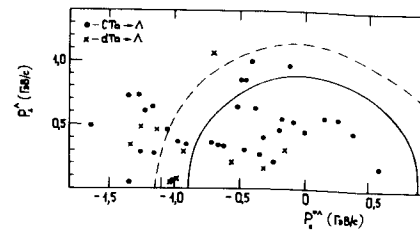


Рис.4. Двумерное распределение Λ -гиперонов по переменным P_\perp^Λ , $P_\parallel^{\Lambda*}$. Сплошная кривая - граница кинематически разрешенной области для реакции $NN \rightarrow N\Lambda K$. Пунктирная кривая - граница области для реакции $NN \rightarrow N\Lambda K$ с учетом ферми-движения нуклонов в ядрах.

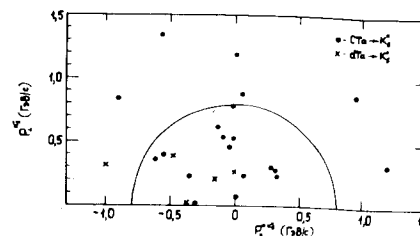


Рис.5. Двумерное распределение K_S^0 -мезонов по переменным P_\perp и P_\parallel^* . Сплошная кривая - граница кинематически разрешенной области для реакции $NN \rightarrow N\Lambda K$.

Отмеченные выше особенности процесса образования Λ -гиперонов свидетельствует о том, что cTa-столкновения, приводящие к образованию Λ -гиперонов, более центральные, чем "среднее" cTa-взаимодействие.

Для полноты информации на рис.5 показано распределение по P_\perp и P_\parallel^* для K_S^0 -мезонов.

Авторы выражают благодарность персоналу 2-метровой пропановой камеры за получение снимков и лаборантам за помощь в просмотре и обработке экспериментального материала, а также Ю.М.Шабельскому и М.Газдзицкому за полезные обсуждения и помощь в работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Покажем, что, если в системе покоя нестабильной частицы распределение продуктов ее распада изотропно, то в любой системе отсчета средняя продольная быстрота каждой из "дочерних" частиц равна продольной быстроте "материнской" нестабильной частицы независимо от выбора оси Z, на которую проектируются импульсы частиц.

По определению, продольные быстроты "материнской" частицы A и "дочерней" частицы a в лабораторной системе отсчета равны

$$y^{(A)} = \frac{1}{2} \ln \frac{1+v_z^A}{1-v_z^A} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^A + P_z^A}{E^A - P_z^A}, \quad /1/$$

$$y^a = \frac{1}{2} \ln \frac{1+v_z^a}{1-v_z^a} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^a + P_z^a}{E^a - P_z^a}.$$

Здесь E - энергия, v_z и P_z - проекции скорости и импульса, соответственно, на ось Z .

Как известно, при преобразованиях Лоренца вдоль оси Z быстроты складываются. Если система отсчета K движется относительно системы отсчета K' со скоростью V вдоль оси Z , то продольные быстроты частицы a в этих двух системах связаны соотношением

$$y^a = \frac{1}{2} \ln \frac{1+V}{1-V} + \tilde{y}^a. \quad /2/$$

Пусть система \tilde{K} совпадает с системой отсчета, в которой продольный импульс "материнской" частицы A равен нулю, а K - лабораторная система отсчета. Тогда $V = v_z^A = P_z^A / E^A$, и в соответствии с /2/ продольная быстрота "дочерней" частицы в лабораторной системе отсчета представляется в виде

$$y^a = y^A + \tilde{y}^a, \quad /3/$$

где y^A - продольная быстрота "материнской" частицы в лабораторной системе отсчета, а

$$\tilde{y}^a = \frac{1}{2} \ln \frac{\tilde{E}^a + \tilde{P}_z^a}{\tilde{E}^a - \tilde{P}_z^a} \quad /4/$$

продольная быстрота "дочерней" частицы в системе отсчета \tilde{K} /в которой продольный импульс частицы A равен нулю, а ее поперечный импульс совпадает с поперечным импульсом в лабораторной системе отсчета/.

Легко видеть, что, если распад в системе покоя частицы A изотропен, то в системе покоя \tilde{K} распределение импульсов "дочерней" частицы хотя и зависит от угла между импульсом \vec{p}^a и поперечным импульсом \vec{P}_\perp^A , но остается симметричным по отношению к отражению в плоскости, перпендикулярной оси Z . Это означает, что при фиксированной энергии E^a частица a может иметь с равной вероятностью проекции импульса на ось Z , равные по величине и противоположные по знаку, а следовательно, и продольные быстроты, равные по абсолютной величине и противоположные по знаку. Поэтому при усреднении по распределению импульсов "дочерней" частицы ее продольная быстрота в системе отсчета \tilde{K} , в которой $P_z^A = 0$, обращается в нуль. Таким образом уже при фиксированном импульсе "материнской" частицы A выполняется равенство

$$\langle y^a \rangle = y^A. \quad /5/$$

При усреднении по распределению импульсов частицы A получаем

$$\langle y^a \rangle = \langle y^A \rangle. \quad /6/$$

В соответствии с этим средняя продольная быстрота y -квантов, образующихся при распаде π^0 -мезонов, равна средней продольной быстройте π^0 -мезонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harris J.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, vol.47, p.229.
2. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-82-333, Дубна, 1982.
3. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
4. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
5. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P-2361, Дубна, 1965.
6. Agakishiyev H.N. et al. Preprint INR 1904/VI/PH/A, Warsaw, 1981.
7. Flaminio V. et al. Compilation of Cross Sections. CERN-HERA, 79-03, 1979; Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, Д1-81-756, Дубна, 1981.
8. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-80-473, Дубна, 1980; ЯФ, 1981, т.33, вып.4, с.1046.
9. Kopylov G.I. Nucl.Phys., 1973, vol.852, p.126.
10. Агакишиев I.H. и др. ОИЯИ, P1-81-176, Дубна, 1981; ЯФ, 1981, т.34, с.1517.
11. Shabelsky Yu.M. Acta Phys.Pol., 1979, vol.810, p.1049.
12. Louttit R.I. et al. Phys.Rev., 1961, vol.123, p.1465.
13. Jaeger K. et al. Phys.Rev.D, 1975, vol.11, p.2405.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июня 1982 года.

Ахабабян Н. и др.

Д1-82-445

Образование γ -квантов и нейтральных странных частиц в dTa и CTa - взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

Представлены первые результаты по образованию γ -квантов, Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов в dTa и CTa - взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Определены средние множественности

	dTa	CTa
$\langle n_\gamma \rangle$	$2,20 \pm 0,36$	$7,52 \pm 0,74$
$\langle n_{\pi^0} \rangle$	$1,1 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,4$
$\langle n_\Lambda \rangle$	$0,013 \pm 0,006$	$0,046 \pm 0,010$
$\langle n_{K_s^0} \rangle$	$0,006 \pm 0,003$	$0,023 \pm 0,007$

Показано, что средние множественности γ -квантов, Λ и K_s^0 -частиц при переходе от dTa к CTa - взаимодействиям возрастают пропорционально среднему числу провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда. В CTa - взаимодействиях с образованием Λ -гиперонов средняя множественность всех заряженных частиц в 1,5 раза выше, чем во всех CTa-взаимодействиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Akhababian N. et al.

D1-82-445

Production of γ -Quanta and Neutral Strange Particles in dTa and CTa Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon

First results on γ -quantum, Λ -hyperon and K_s^0 -meson production in dTa and CTa interactions at 4.2 GeV/c per nucleon are presented. The following average multiplicities were obtained:

	dTa	CTa
$\langle n_\gamma \rangle$	2.20 ± 0.36	7.52 ± 0.74
$\langle n_{\pi^0} \rangle$	1.1 ± 0.2	3.8 ± 0.4
$\langle n_\Lambda \rangle$	0.013 ± 0.006	0.046 ± 0.010
$\langle n_{K_s^0} \rangle$	0.006 ± 0.003	0.023 ± 0.007

Comparing γ -quantum, Λ and K_s^0 production in dTa and CTa interactions, an increase of the average multiplicity of these particles proportionally to the average number of interacting nucleons of the projectile-nucleus is observed. In CTa interactions with Λ -hyperon production the charged particle average multiplicity is 1.5 times higher than in all inelastic CTa interactions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.