



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1793/2-80

21/4-80

P2 - 13018

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги,* Ж.Ж.Мусульманбеков

КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
 α -ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

Направлено в "Zeitschrift für Physik A"

*Кишиневский государственный университет

1980

Если не считать специфического /"вырожденного"/ случая дейтрон-ядерных реакций, то взаимодействие α -частицы с атомным ядром представляет собой простейший пример, на котором можно опробовать различные модели, описывающие неупругие столкновения ядер. Этому способствует значительная экспериментальная информация, накопленная в последние годы для α -частиц с энергией несколько ГэВ/нуклон и широкого диапазона ядер-мишеней^{/1-10/}. Интерес к α -ядерным взаимодействиям стимулируется также необходимостью радиационной защиты от космического излучения и воздействием этого излучения на биологические объекты*.

В работах^{/11-13/} было показано, что основную часть амплитуды упругого α -ядерного взаимодействия можно представить в виде суперпозиции амплитуд, описывающих взаимодействие α -частицы как целого с отдельными нуклонами ядра-мишени. Существенно упрощая расчеты, такой подход позволяет достаточно хорошо описать не только интегральные, но и дифференциальные экспериментальные сечения. В применении к неупругим α -ядерным взаимодействиям этот подход рассматривался в работе^{/14/}, где удалось получить лучшее согласие с экспериментом, чем в более грубых моделях^{/15,16/}, рассматривавших налетающий ион гелия как совокупность несвязанных между собой четырех нуклонов и, что особенно важно, не учитывавших уменьшения плотности ядра-мишени в результате выбивания каскадными частицами ее нуклонов.

Однако рассмотренные в работе^{/14/} вопросы были ограничены областью энергий $T \approx 50 \div 200$ МэВ/нуклон, где в то время были известны ускорительные и космические экспериментальные данные. Расчеты для больших энергий в рамках приближений, использованных в этой работе, имеют лишь ориентировочный характер и обнаруживают значительные количественные расхождения с экспериментом. Причина этого состоит, в частности, в том, что из-за недостатка экспериментальных сведений об α -нуклонных взаимодействиях не были учтены некоторые каналы α -N - реакции с пинообразованием, пренебрегалось каналами с дейтронной фрагментацией α -частицы, вследствие недоста-

* Мы благодарны А.И.Вихрову, Ю.Г.Григорьеву и В.Е.Дудкину за обсуждения этих вопросов.



точно точных кинематических аппроксимаций в каналах с образованием фрагментов t и ${}^3\text{He}$ иногда получалась отрицательной энергия возбуждения ядра-остатка и т.д.

Нашей целью является распространить модель на область энергий T_α -нескольких ГэВ/нуклон и проанализировать применимость механизма внутриядерных каскадов к α -ядерным взаимодействиям в этой области энергий*. Ядро-мишень мы будем рассматривать как ферми-газ нуклонов, плотность которого $\rho(r)$ для очень легких ядер, лития и углерода, описывается распределением осцилляторной модели, а для более тяжелых ядер - распределением Вудса-Саксона с параметрами, найденными в опытах с рассеянием быстрых электронов. При расчете каждого α -ядерного столкновения координаты всех внутриядерных нуклонов разыгрываются методом Монте-Карло и заносятся в блок памяти ЭВМ^{/19/}.

Первичная α -частица может испытать упругое или неупругое столкновение с одним из нуклонов ядра-мишени внутри цилиндра с осью вдоль направления ее движения и радиусом $r_{\text{eff}} = r_0 + r_1 + \lambda$, где $r_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-13}$ см - эффективный радиус сильного взаимодействия, r_1 - параметр, учитывающий радиус α -частицы, λ - длина ее дебройлевской волны.

Для определения упругого и неупругого сечений α -N-взаимодействия σ_{el} и σ_{in} используем аппроксимационные кривые работы^{/20/}. Вероятности каналов фрагментации $\alpha + N \rightarrow \alpha + \dots$, ${}^3\text{He} + \dots$, $t + \dots$, $d + \dots$, $p + \dots$ определим на основе экспериментальных данных, приведенных в работах^{/5, 21, 22/} /рис. 1/. Также, как и в предыдущей работе^{/14/}, будем предполагать, что неупругое α -N-взаимодействие осуществляется путем однократного N-N-столкновения, происходящего внутри α -частицы. В каждом таком столкновении должен учитываться как фермиевский импульс нуклона ядра-мишени P_T , так и импульс нуклона P_α , входящего в состав α -частицы. Модуль P_T разыгрывается по известному фермиевскому распределению с граничным импульсом

$$P_T(r) = c\rho(r)^{1/3},$$

* Изучение пион и нуклон-ядерных взаимодействий приводит к выводу, что в области энергий, больших 20-30 ГэВ, а в тяжелых ядрах уже при $T \geq 10$ ГэВ, необходимо дальнейшее усовершенствование модели, чтобы можно было более точно учитывать временную координату в процессе развития каскада и вклад многочастичных взаимодействий, когда с одним внутриядерным нуклоном одновременно взаимодействуют сразу несколько каскадных частиц^{/17,18/}.

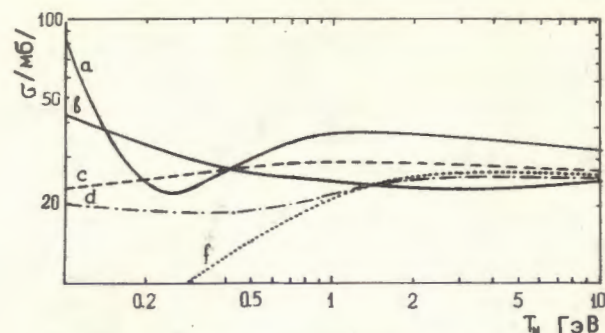


Рис. 1. Сечения инклюзивных α -N-реакций в системе покоя α -частицы. Кривые a, b, c, d, f относятся соответственно к каналам $\alpha + N \rightarrow \alpha + \dots$, ${}^3\text{He} + \dots$, $t + \dots$, $d + \dots$, $4N + \dots$.

где r - точка расположения нуклона, c - нормировочная постоянная^{/23/}; модуль P_α разыгрывается соответственно распределению

$$W(P) \sim P^2 \exp(-P^2/P_0^2),$$

где $P_0 = 140$ МэВ/с - постоянная, определенная из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными работы^{/5/}. Рассчитанное таким образом импульсное распределение нуклонов, входящих в состав α -частицы, показано на рис. 2. Угловое распределение этих нуклонов является изотропным.

Характеристики вторичных частиц в N-N-столкновении внутри движущейся α -частицы будем рассчитывать с учетом законов сохранения заряда, энергии и импульса тем же способом, что и для взаимодействий каскадных частиц внутри ядра-мишени /подробнее см. об этом в книге^{/20/}/. Импульсы фрагментов и характеристики не испытавших столкновения нуклонов в каналах с полным расщеплением α -частицы определим с учетом законов сохранения для системы $\alpha + N$. Представление о соотношении вероятностей каналов и степени согласия полученных указанным выше способом данных с экспериментом дает табл. 1, где в качестве примера рассматриваются данные для $T_\alpha = 1,34$ ГэВ/нуклон**.

* В работе^{/5/} измерен спектр ядра ${}^3\text{He}$ в реакции $\alpha + p \rightarrow {}^3\text{He} + n$. В импульсном приближении /спектраторная модель/ этот спектр совпадает с импульсным распределением нуклона внутри α -частицы /в системе ее покоя/.

** Здесь и далее везде T_α - энергия α -частицы в лабораторной системе координат.

Таблица 1
Сечения каналов $\alpha + p$ -реакции при $T_\alpha = 1,34$ ГэВ/нуклон

Канал $\alpha + p \rightarrow$	σ /мб/*		
	нет π^0	π^0	$2\pi^0$
αp	35	-	-
${}^3\text{He} d$	(36 ± 3) 0,7	(1.06 ± 0.18) 0	0 0 0
${}^3\text{He} pn$	7,5 (II,0 ± 0,5)	4,3	0,6
${}^3\text{He} 2p\pi^-$	4,2	0,3	
${}^3\text{He} 2n\pi^+$	2,3	0,4	0
${}^3\text{He} pn\pi^+\pi^-$	0,8	0,2	0
$t 2p$	12,2 (II,5 ± 0,5)	2,6	0,25
$t pn\pi^+$	11,4	1,1	0
$t 2p\pi^+\pi^-$	0,6	0	0
$t 2n 2\pi^+$	0,3	0	0
$d 2pn$	10,7	3,5	0,4
$d 3p\pi^-$	3,0	0,2	0
$d p 2n\pi^+$	6,4	0,8	0
$d 2pn\pi^+\pi^-$	1,0	0	0
$3p 2n$	10,6	4,3	0,4
$4pn\pi^-$	3,0	0,3	0
$2p 3n\pi^+$	6,1	0,8	0
$3p 2n\pi^+\pi^-$	0,9	0	0

* В скобках указаны экспериментальные данные работы /5/.

Аналогичным образом рассчитываются взаимодействия в ядре-мишени фрагментов d, t и ${}^3\text{He}$. Постоянная r_1 в выражении для радиуса цилиндра взаимодействия определяется при этом экспе-

риментальными радиусами ядра d, t и ${}^3\text{He}$. Считается, что каждое неупругое взаимодействие этих ядер с нуклоном ядра-мишени приводит к их полному расщеплению.

Остальные детали расчетов /в частности, способ розыгрыша каскадных π -N и N-N-взаимодействий/ такие же, как в работах /19,20/.

Для сравнения с результатами каскадных расчетов мы будем использовать экспериментальные данные при наибольшей достигнутой в настоящее время энергии α -частиц $T_\alpha = 3,64$ ГэВ/нуклон. Эти данные получены с помощью стримерной камеры в магнитном поле /5-9/ и в разностных опытах со стандартной и обогащенной легкими ядрами фотоэмульсией /1-3/.

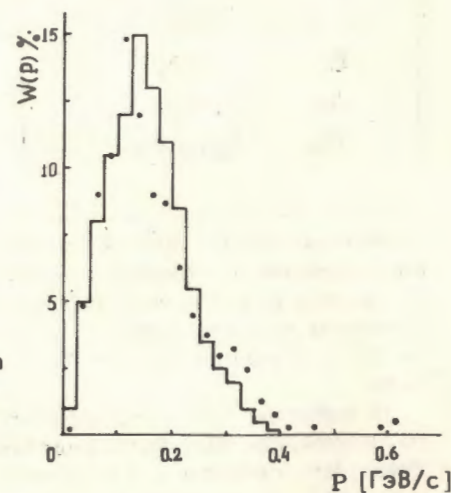


Рис. 2. Распределение импульса нуклона внутри α -частицы. Гистограмма - расчетные, точки - экспериментальные данные /5/.

где была выделена информация для групп ядер (C, N, O) и (Ag, Br) со средними массовыми числами $A_L = 14$ и $A_H = 102$ *. При расчетах будем учитывать соответствующие критерии отбора событий, использовавшиеся в экспериментальных работах.

В табл. 2 приведены сечения взаимодействия α -частиц с различными ядрами. В пределах статистических ошибок результаты каскадных расчетов достаточно хорошо согласуются

* Среднее массовое число \bar{n} ядер с массовыми числами A_i и неупругими сечениями $\sigma_{in,i}$

$$\bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_{in,i} A_i}{\sum_{i=1}^n \sigma_{in,i}}$$

Таблица 2
Сечения неупругих α -ядерных взаимодействий

Ядро	$\sigma_{in} / \text{мб}$		
	Каскад	Глаубер	Опыт
Li	301 ± 15	320	315 ± 20 [7]
C	455 ± 17	472	410 ± 25 [2] 450 ± 30 [7]
O	540 ± 20	568	500 ± 30 [2]
Al	746 ± 20	793	720 ± 25 [7]
Cu	1200 ± 50	1390	1150 ± 60 [7]
Br	1350 ± 50	1505	1570 ± 60 [2]
Ag	1560 ± 50	1835	1910 ± 70 [2]
Pb	2200 ± 100	2600	2400 ± 170 [7]

с экспериментом. Для сравнения в таблице указаны сечения, рассчитанные с помощью модели Глаубера^{/12/}. Эти сечения также близки к экспериментальным данным, однако систематически завышены по сравнению с каскадным расчетом: приблизительно на 5% в случае ядер Li ÷ Al и на 15-20% в случае тяжелых ядер.

В работах^{/2,9/} из полного сечения неупругого α -ядерного взаимодействия были выделены сечения фрагментации α -частицы. Эти сечения с расчетными данными приведены на рис. 3 и в табл. 3. Эксперимент и теория хорошо согласуются между собой. На рис. 3 приведено также сечение неупругих каналов $\alpha + A \rightarrow \alpha + \dots$, которые в работе^{/9/} были подавлены системой триггера. Оно значительно меньше сечений других фрагментационных каналов, особенно в случае тяжелых ядер, и практически не зависит от массового числа мишени A.

В табл. 4 и 5 сравниваются расчетная и экспериментальная средняя множественность вторичных частиц различных типов*.

* При интерпретации фотоэмульсионных данных мы будем использовать стандартную классификацию частиц, применяемую в фотоэмульсионных экспериментах /подробнее см., напр.,^{/20/} / .
s'-частицы - это та часть s-частиц, которая остается после отделения однозарядных фрагментов α -частицы.

риментальными радиусами ядра d, t и ^3He . Считается, что каждое неупругое взаимодействие этих ядер с нуклоном ядра-мишени приводит к их полному расщеплению.

Остальные детали расчетов /в частности, способ розыгрыша каскадных π -N и N-N-взаимодействий/ такие же, как в работах^{/19,20/}.

Для сравнения с результатами каскадных расчетов мы будем использовать экспериментальные данные при наибольшей достигнутой в настоящее время энергии α -частиц $T_\alpha = 3,64$ ГэВ/нуклон. Эти данные получены с помощью стримерной камеры в магнитном поле^{/5-9/} и в разностных опытах со стандартной и обогащенной легкими ядрами фотоэмульсией^{/1-3/},

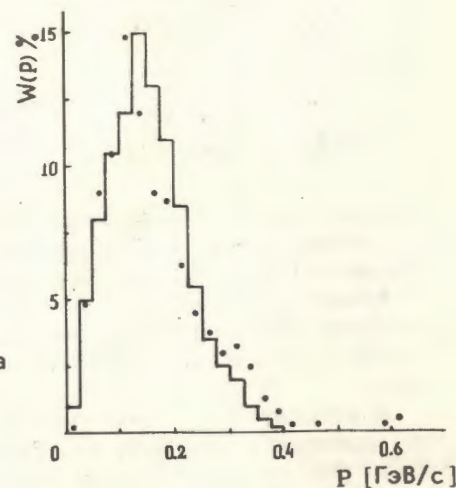


Рис. 2. Распределение импульса нуклона внутри α -частицы. Гистограмма - расчетные, точки - экспериментальные данные^{/5/}.

где была выделена информация для групп ядер (C, N, O) и (Ag, Br) со средними массовыми числами $A_L = 14$ и $A_H = 102$ *. При расчетах будем учитывать соответствующие критерии отбора событий, использовавшиеся в экспериментальных работах.

В табл. 2 приведены сечения взаимодействия α -частиц с различными ядрами. В пределах статистических ошибок результаты каскадных расчетов достаточно хорошо согласуются

* Среднее массовое число n ядер с массовыми числами A_i и неупругими сечениями $\sigma_{in,i}$

$$A = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_{in,i} A_i}{\sum_{i=1}^n \sigma_{in,i}}$$

Таблица 2
Сечения неупругих α -ядерных взаимодействий

Ядро	$\sigma_{in} / \text{мб/}$		
	Каскад	Глаубер	Опыт
Li	301 \pm 15	320	315 \pm 20 [7]
C	455 \pm 17	472	410 \pm 25 [2] 450 \pm 30 [7]
O	540 \pm 20	568	500 \pm 30 [2]
Al	746 \pm 20	793	720 \pm 25 [7]
Cu	1200 \pm 50	1390	1150 \pm 60 [7]
Br	1350 \pm 50	1505	1570 \pm 60 [2]
Ag	1560 \pm 50	1835	1910 \pm 70 [2]
Pb	2200 \pm 100	2600	2400 \pm 170 [7]

с экспериментом. Для сравнения в таблице указаны сечения, рассчитанные с помощью модели Глаубера^{/12/}. Эти сечения также близки к экспериментальным данным, однако систематически завышены по сравнению с каскадным расчетом: приблизительно на 5% в случае ядер Li÷Al и на 15-20% в случае тяжелых ядер.

В работах^{/2,9/} из полного сечения неупругого α -ядерного взаимодействия были выделены сечения фрагментации α -частицы. Эти сечения с расчетными данными приведены на рис. 3 и в табл. 3. Эксперимент и теория хорошо согласуются между собой. На рис. 3 приведено также сечение неупругих каналов $\alpha + A \rightarrow \alpha + \dots$, которые в работе^{/9/} были подавлены системой триггера. Оно значительно меньше сечений других фрагментационных каналов, особенно в случае тяжелых ядер, и практически не зависит от массового числа мишени A.

В табл. 4 и 5 сравниваются расчетная и экспериментальная средняя множественность вторичных частиц различных типов*.

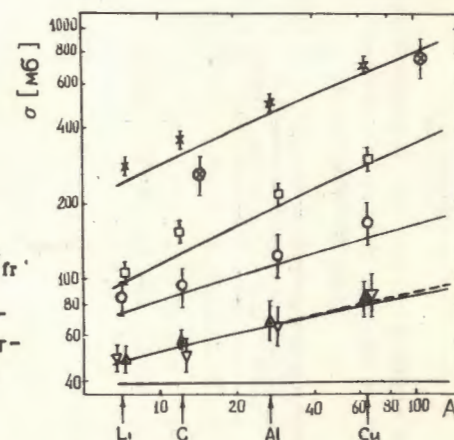
* При интерпретации фотоэмульсионных данных мы будем использовать стандартную классификацию частиц, применяемую в фотоэмульсионных экспериментах /подробнее см., напр.,^{/20/}/. s' -частицы - это та часть s -частиц, которая остается после отделения однозарядных фрагментов α -частицы.

Таблица 3

Сечения образования однозарядных (p, d, t) и двухзарядных (^3He , α) фрагментов в фотоэмульсии под действием α -частиц с энергией 3,64 ГэВ/нуклон /в мб/. Отобраны релятивистские фрагменты, вылетающие под углами $\theta_{\text{лаб.}} \leq 3^\circ$.

Ядро-мишень	Z = 1		Z = 2	
	Теория	Опыт ^{/2/}	Теория	Опыт ^{/2/}
C, O	263 \pm 25	203 \pm 52	51 \pm 8	37 \pm 12
Ag, Br	705 \pm 45	570 \pm 160	98 \pm 25	130 \pm 54

Рис. 3. Сечения фрагментации α -частицы. \circ , \triangle , ∇ - экспериментальные сечения соответственно для фрагментов d, t, ^3He . \square - экспериментальные данные для полного инклюзивного сечения выхода протонов в реакциях фрагментации, \times - полные экспериментальные сечения фрагментации σ_{fr} . Все эти данные взяты из работы^{/9/}; \circ - фотоэмульсионные сечения σ_{fr} ^{/12/}. Приведены расчетные кривые. Пунктиром указаны данные для ^3He . Нижняя кривая - сечение неупругих каналов $\alpha + A \rightarrow \alpha + \dots$.



На рис. 4 и 5 показаны соответствующие распределения множественности. В целом имеет место хорошее согласие, некоторые расхождения наблюдаются лишь для тяжелых ядер.

При взаимодействии α -частиц с тяжелыми ядрами фотоэмульсии расчетная множественность s' -частиц, состоящих в основном из π^\pm -мезонов, приблизительно на 10% выше экспериментальной. В случае взаимодействий со свинцом превышение расчетной множественности составляет уже около 25%. Аналогичное расхождение теоретических и экспериментальных зна-

Таблица 4

Средняя множественность частиц, рождающихся при неупругом взаимодействии α -частиц с группой легких и группой тяжелых ядер фотоэмulsии

Группа ядер	$\langle n_s \rangle$		$\langle n_{s'} \rangle$		$\langle n_g \rangle$		$\langle n_e \rangle$		$\langle n_A \rangle$	
	Теория	Опыт	Теория	Опыт	Теория	Опыт	Теория	Опыт	Теория	Опыт
C, N, O	$3,3 \pm 0,1$	$2,99 \pm 0,08$ [3] $3,59 \pm 0,12$ [2]	$2,3 \pm 0,2$	$2,33 \pm 0,08$ [3]	$1,6 \pm 0,2$	$1,41 \pm 0,06$ [3]	$1,8 \pm 0,2$	$1,46 \pm 0,06$ [3]	$3,4 \pm 0,2$	$2,88 \pm 0,09$ [3] $2,97 \pm 0,13$ [2]
Ag, Br	$5,0 \pm 0,1$	$4,49 \pm 0,08$ [3] $4,81 \pm 0,08$ [2]	$4,5 \pm 0,2$	$4,12 \pm 0,08$ [3]	$4,2 \pm 0,2$	$6,82 \pm 0,18$ [3]	$7,2 \pm 0,2$	$6,87 \pm 0,16$ [3]	$11,6 \pm 0,2$	$13,7 \pm 0,13$ [3] $11,66 \pm 0,16$ [2]

Таблица 5

Среднее число π^- -мезонов, рождающихся в неупругом α -ядерном столкновении

Ядро	Li	C	Al	Cu	Pb
Теория	$0,77 \pm 0,04$	$0,97 \pm 0,03$	$1,30 \pm 0,03$	$1,66 \pm 0,02$	$2,40 \pm 0,04$
Опыт /8/	$0,80 \pm 0,44$	$1,00 \pm 0,05$	$1,30 \pm 0,06$	$1,60 \pm 0,06$	$1,90 \pm 0,07$

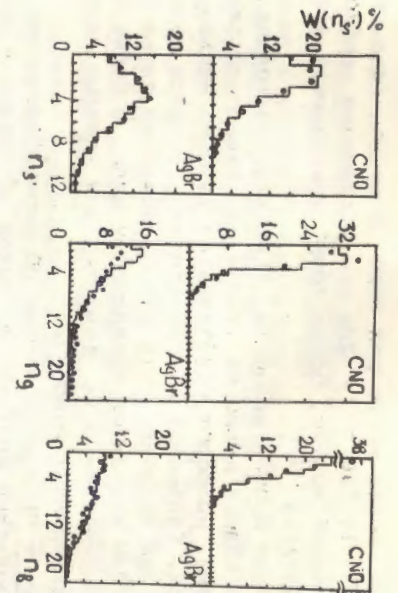


Рис. 4. Распределение множественности s' , g , d -частиц, образующихся при неупругих столкновениях α -частиц с группами легких и тяжелых ядер фотоэмulsии. Гистограммы - расчетные, точки - экспериментальные данные /8/.

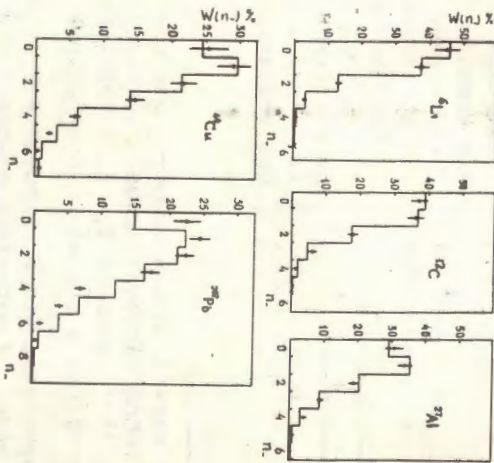


Рис. 5. Распределение множественности π^- -мезонов в неупругих α -ядерных столкновениях. Гистограммы - расчетные, точки - экспериментальные данные /8/.

чений $\langle n_g \rangle$ имеет место для пион и нуклон-ядерных столкновений при $T > 10$ ГэВ^{17/18*}. Для его устранения необходимо перейти к каскадной модели, более точно учитывающей временную динамику процесса^{18/}.

Расчетная множественность g -частиц, состоящих в основном из каскадных нуклонов отдачи, во взаимодействиях с тяжелыми ядрами, наоборот, оказывается заметно меньше экспериментальной. Сравнение с результатами расчетов нуклон-ядерного каскада показало, что это расхождение также связано с конкретным вариантом каскадной модели. В более точной модели^{18/} множественность g -частиц для тяжелых ядер несколько больше экспериментальной**.

На рис. 6 приведены данные по пионообразованию, сопровождающему рождение фрагментов. Выход π^- -мезонов практически не зависит от мишени, поскольку фрагментация α -частиц про-

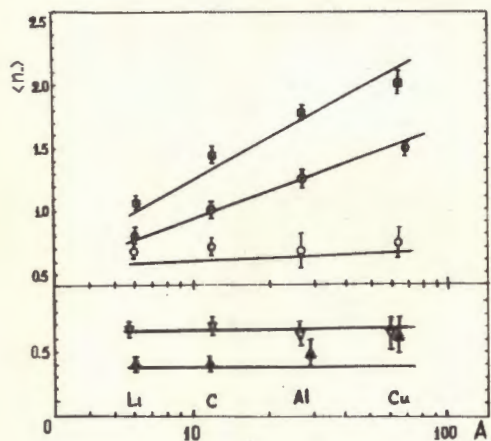


Рис. 6. Данные выхода π^- -мезонов в каналах фрагментации α -частицы. Приведены расчетные кривые. О, Δ , ∇ - экспериментальные значения $\langle n_{\pi^-} \rangle$ соответственно для каналов с образованием фрагментов d, t, ^3He ; \square - суммарная экспериментальная множественность $\langle n_{\pi^-} \rangle$ для неупругих каналов без образования фрагментов.

* Поскольку каскад, порожденный α -частицей, грубо говоря, представляет собой сложение четырех каскадов, инициированных нуклонами^{14,15/}, энергия $T_{\alpha} = 3,64$ ГэВ/нуклон соответствует области $T > 10$ ГэВ в случае нуклон-ядерных столкновений.

** Следует заметить, что в то время как $\langle n_g \rangle^{\text{теор.}} / \langle n_g \rangle^{\text{эсп.}} \approx 0,6$ /для тяжелых ядер/, а расчетное отношение $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$ в таблице 4 в 1,6 раза больше экспериментального, суммарные расчетные и экспериментальные множественности низкоэнергетических частиц $n_b = n_g + n_d$ не сильно отличаются одна от другой. Это показывает, насколько важно раздельное изучение частиц с серыми и черными треками.

исходит при периферических столкновениях в результате одного, очень редко двух взаимодействий. Этим же объясняется обнаруженная в работе^{9/} очень слабая зависимость от массы ядра-мишени величины средних поперечного и продольного импульсов мезонов сопровождения /рис. 7/.

Как уже отмечалось при анализе пион и нуклон-ядерных взаимодействий /см., например, ^{17, 18/} /, форма средних угловых распределений быстрых вторичных частиц в лабораторной системе координат определяется в основном кинематическими факторами и слабо зависит от деталей модели. Это проявляется и в α -ядерных столкновениях. Как видно из рис. 8, эксперимент и теория хорошо согласуются; однако это согласие можно получить при различных теоретических предположениях о механизме внутриядерных взаимодействий. Для оценки этих предположений требуются экспериментальные угловые распределения в более узких энергетических интервалах. Слабо чув-

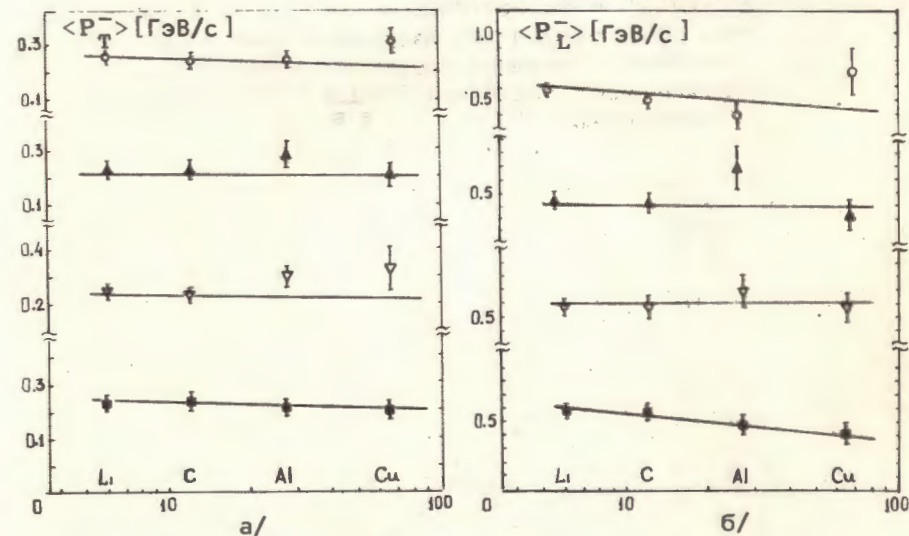


Рис. 7. Средние поперечные и продольные импульсы π^- -мезонов, сопровождающих образование фрагментов. Все обозначения, как на рис. 6.

ствительны к деталям каскадного механизма и средние импульсные спектры вторичных частиц. На рис. 9 показан суммарный спектр фрагментов α -частицы. Теоретическая гистограмма хорошо согласуется с экспериментальными точками, что оправдывает использованную при вычислениях модель α -N-взаимодействия.

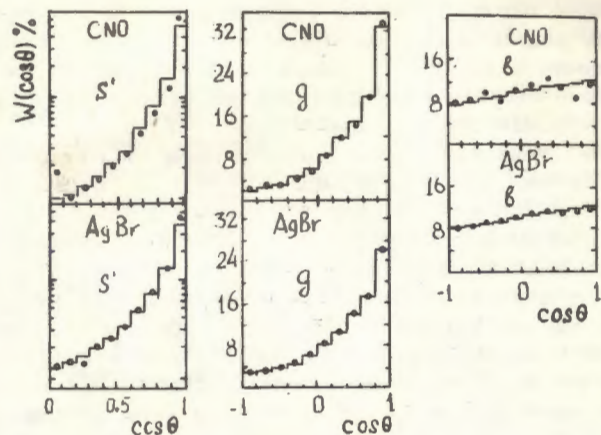


Рис. 8. Угловые распределения s' , g и b -частиц, образующихся при взаимодействии α -частиц с легкими и тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Гистограммы - расчетные, точки - экспериментальные данные /8/.

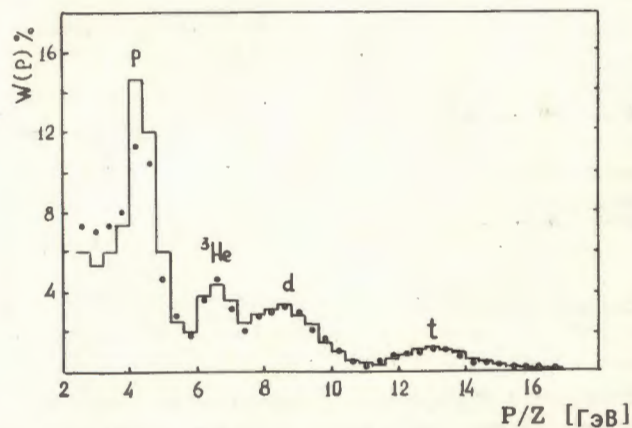


Рис. 9. Импульсный спектр фрагментов α -частиц, образующихся в реакции $\alpha + {}^6\text{Li}$ при энергии 3,64 ГэВ/нуклон. Гистограмма - расчетные, точки - экспериментальные данные /9/. При вычислениях были введены также поправки на неточность измерения импульсов в стримерной камере /24, 25/.

исходит при периферических столкновениях в результате одного, очень редко двух взаимодействий. Этим же объясняется обнаруженная в работе /9/ очень слабая зависимость от массы ядра-мишени величины средних поперечного и продольного импульсов мезонов сопровождения /рис. 7/.

Как уже отмечалось при анализе пион и нуклон-ядерных взаимодействий /см., например, /17, 18/ /, форма средних угловых распределений быстрых вторичных частиц в лабораторной системе координат определяется в основном кинематическими факторами и слабо зависит от деталей модели. Это проявляется и в α -ядерных столкновениях. Как видно из рис. 8, эксперимент и теория хорошо согласуются; однако это согласие можно получить при различных теоретических предположениях о механизме внутриядерных взаимодействий. Для оценки этих предположений требуются экспериментальные угловые распределения в более узких энергетических интервалах. Слабо чув-

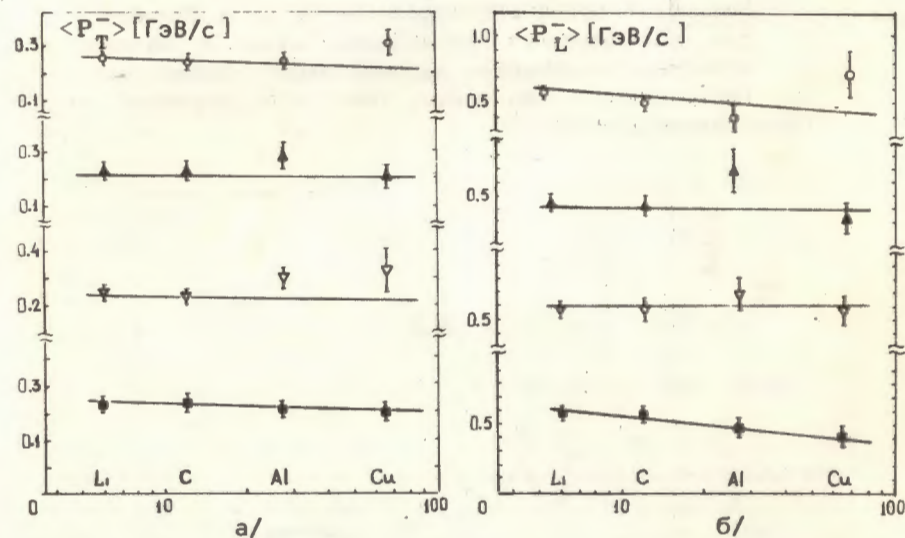


Рис. 7. Средние поперечные и продольные импульсы π^- -мезонов, сопровождающих образование фрагментов. Все обозначения, как на рис. 6.

ствительны к деталям каскадного механизма и средние импульсные спектры вторичных частиц. На рис. 9 показан суммарный спектр фрагментов α -частицы. Теоретическая гистограмма хорошо согласуется с экспериментальными точками, что оправдывает использованную при вычислениях модель α -N-взаимодействия.

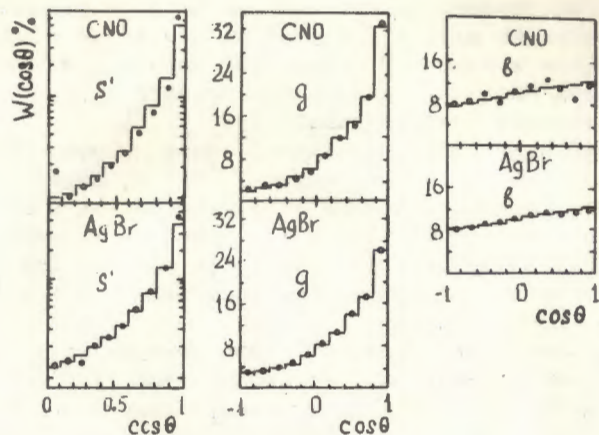


Рис. 8. Угловые распределения s' , g и b -частиц, образующихся при взаимодействии α -частиц с легкими и тяжелыми ядрами фотоэмульсии. - Гистограммы - расчетные, точки - экспериментальные данные ^{/8/}.

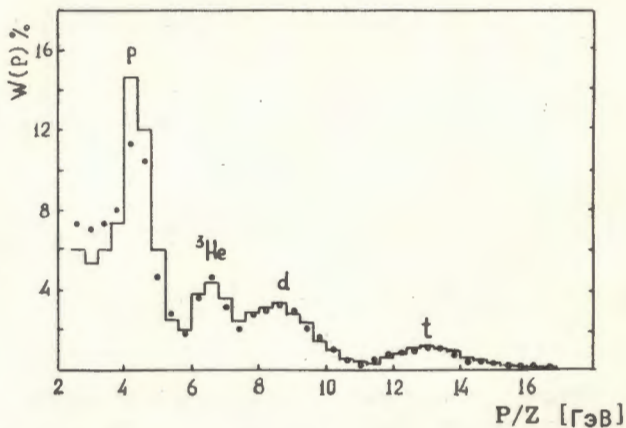


Рис. 9. Импульсный спектр фрагментов α -частиц, образующихся в реакции $\alpha + {}^6\text{Li}$ при энергии 3,64 ГэВ/нуклон. Гистограмма - расчетные, точки - экспериментальные данные ^{/9/}. При вычислениях были введены также поправки на неточность измерения импульсов в стримерной камере ^{/24,25/}.

Модель внутриядерных каскадов объясняет все известные в настоящее время экспериментальные данные по взаимодействиям α -частиц с ядрами. Некоторые расхождения, требующие дальнейшего усовершенствования модели, обнаруживаются лишь для очень тяжелых ядер.

Мы благодарны М.Г.Мещерякову, К.Д.Толстому и А.Т.Матюшину за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстов К.Д. и др. ОИЯИ, P1-8313, Дубна, 1974.
2. Бокова Л.Н. и др. ОИЯИ, P1-9364, Дубна, 1975.
3. Basova A.S. et al. Z. f. Phys., 1978, A287, p.393.
4. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, P1-10565, Дубна, 1977.
5. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, P1-10894, Дубна, 1977.
6. Абдурахманов Е.О. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1020.
7. Аникина М.Х. и др. ЯФ, 1978, 27, с.724.
8. Aksinenko V.D. et al. Nucl.Phys., 1979, A324, p.266.
9. Abdurakhimov A.U. et al. JINR, E1-12713, Dubna, 1979.
10. Angelov N. et al. JINR, E1-12548, Dubna, 1979.
11. Барашенков В.С., Гаврилов Э.Г., Елисеев С.М. Acta Phys. Polonica, 1973, B4, p.353.
12. Барашенков В.С., Мусульманбеков Ж.Ж. Acta Phys. Polonica, 1979, B10, p.373.
13. Alkhazov J.D. et al. Nucl.Phys., 1977, A280, p.365.
14. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1973, 17, с.434.
15. Gabriel T.A., Santoro R.T., Alsmiller R.G. Nucl. Sc. and Eng., 1971, 44, p.104.
16. Вихров А.И. и др. ЯФ, 1970, 11, с.36.
17. Барашенков В.С., Костенко Б.Ф. Acta Phys. Polonica, 1979, B10, p.607.
18. Барашенков В.С., Задорожный А.И., Костенко Б.Ф. ОИЯИ, P2-12503, Дубна, 1979.
19. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1971, 13, с.743.
20. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
21. Ramaty R., Lingenfelter R.E. Astrophys. Journ., 1969, 155, p.587.
22. Bizard G. et al. Nucl.Phys., 1977, A285, p.467.
23. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-6503, Дубна, 1972.
24. Абдурахимов А.У., Иванов В.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. ОИЯИ, P10-11814, Дубна, 1978.
25. Абдурахимов А.У., Иванов В.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. ОИЯИ, P10-11323, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1979 года.