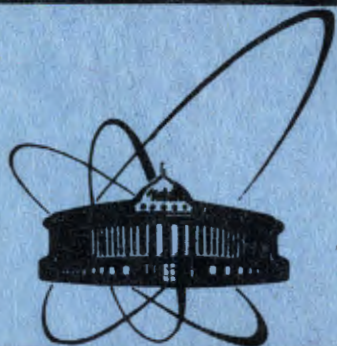


85-208



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-208

М.Х.Аникина, Г.Л.Варденга, А.И.Голохвастов,
В.П.Кондратьев*, Л.В.Краснов*, Ю.А.Лакомкин*,
В.Ф.Литвин*, Ю.Р.Лукстиньш, Э.О.Оконов,
И.В.Степанов*, С.А.Хорозов, И.Е.Шевченко*,
И.Г.Яцышин*

СПЕКТРЫ p, d, t В РЕАКЦИИ ^{12}C (3,6 ГэВ/нуклон)
С ЯДРАМИ ПОД УГЛОМ 160°

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Ленинградский государственный университет

1985

ВВЕДЕНИЕ

Изучение инклюзивных спектров вторичных частиц, образующихся в релятивистских ядерных столкновениях, дает важную информацию о механизме этих процессов. При этом наибольший интерес представляют кумулятивные процессы^{1/}, т.е. ядерные реакции с регистрацией частиц в таком энергетическом и угловом диапазоне, что их возникновение при взаимодействии нуклона из ядра-снаряда возможно лишь при участии в реакции группы нуклонов ядра-мишени; при этом возникает возможность изучения свойств ядерных кластеров внутри ядра. К настоящему времени основные закономерности кумулятивных процессов изучены достаточно полно в ядерных взаимодействиях с пионами и протонами^{1,2/}. Полученная в этих экспериментах информация позволила естественным образом ввести понятие о кварк-партонной структурной функции ядра как об основной характеристике ядерных реакций с большими передачами импульсов^{3/}. Менее подробно изучены ядро-ядерные взаимодействия в кумулятивной области. Экспериментальные данные об этих процессах весьма важны для проверки теоретических моделей, предлагающих описание динамики взаимодействия ядро-ядро.

В настоящей работе проведено изучение энергетических спектров протонов, дейтронов, тритонов, образующихся во взаимодействиях ^{12}C /3,6 ГэВ/нуклон/ с ядрами С, Al, Cu, Pb при угле регистрации вторичных частиц 160° .

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения выполнены на выведенном пучке ионов ^{12}C синхротрона ОИЯИ. Длительность вывода пучка на мишень составляла 0,4 с, число частиц - до $2 \cdot 10^6$ ионов/цикл. Мишени толщиной 1 г/см^2 и диаметром 1,5 см крепились в фокусе пучка.

Для регистрации вторичных частиц использовался спектрометр ДЕ-Е типа, описанный в^{4/}. Спектрометр содержит два идентичных телескопа. Спектрометрическая часть телескопа состоит из четырех сцинтилляционных детекторов с кристаллами CsJ(Tl) общей толщиной 41 г/см^2 .

Спектрометрическая информация о данном событии передавалась в ЭВМ ЕС-1040 системой управления спектрометра^{5/} при наличии триггерного сигнала, который вырабатывался при одновременном срабатывании трех "быстрых" сцинтилляционных счетчиков со сцинтилляторами толщиной 2 мм на основе полистирола при от-

ИЗДАТЕЛЬСТВО АТОМЭНЕРГЕТИКИ
МОСКВА
1987

сутствии срабатывания счетчика запрета, расположенного за последним кристаллом CsJ. Апертура каждого телескопа определялась профилирующим "быстрым" счетчиком и была равна 3 м ср. В конце каждого цикла вывода пучка в ЭВМ передавались отсчеты мониторингового детектора, информация системы измерения мертвого времени установки.

Мониторинг пучка осуществлялся двумя сцинтилляционными телескопами, регистрировавшими вторичные частицы от рабочей мишени и отградуированными при пониженной интенсивности. Ошибка в определении абсолютных сечений, по нашим оценкам, не превышает 15%. Процедура градуировки спектрометра подробно описана в [4]. Расчет эффективности регистрации телескопом с кристаллами CsJ протонов, дейтронов, тритонов проводился численным моделированием методом Монте-Карло процесса прохождения частиц из мишени через все счетчики телескопа с учетом поглощения за счет ядерных реакций в веществе детектора и выбывания частиц за счет многократного рассеяния в детекторе.

Оба телескопа в эксперименте были установлены под углом 160° по разные стороны пучка. Обработка результатов проводилась отдельно для каждого телескопа. Окончательные результаты получены путем суммирования данных обоих телескопов. Энергетические интервалы регистрации p, d, t составили /в МэВ/ 50-200, 65-250, 75-300 соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 приведены зависимости инвариантных сечений образования p, d, t от их кинетических энергий. Сплошной линией нанесена аппроксимация сечений зависимостью $K \cdot \exp(-T/T_0)$. Эти же инвариантные сечения были представлены как функции масштабной переменной $(X - B)$, где $X \cdot m_N = (E_N \cdot E_f - P_N \cdot P_f \cdot \cos \theta - m_N \cdot m_f) / (E_N - E_f - m_N + m_f)$ имеет смысл минимальной массы, необходимой для того, чтобы в реакции нуклон + ядро под углом θ появилась частица с массой m_f с полной энергией E_f и барионным числом B; m_N , E_N , P_N - масса, энергия, импульс нуклона, P_f - импульс частицы. Зависимость инвариантных сечений от X может быть описана функцией $\exp(-X/\langle X \rangle)$.

В табл. 1 и 2 приведены значения параметров K, T_0 , $\langle X \rangle$ полученные методом наименьших квадратов /МНК/, для спектров всех частиц на всех мишенях. Значение χ^2 на степень свободы -1-1,5. Для тритонных спектров в расчеты МНК включались точки с энергией тритонов, большей 100 МэВ.

Наклоны спектров /параметр T_0 / одинаковы для всех протонных и всех дейтронных спектров, при этом T_0 для дейтронов близки к T_0 для протонов. Для тритонов T_0 извлечено с большей ошибкой, чем для p и d из-за меньшей статистики. Можно отметить существенно

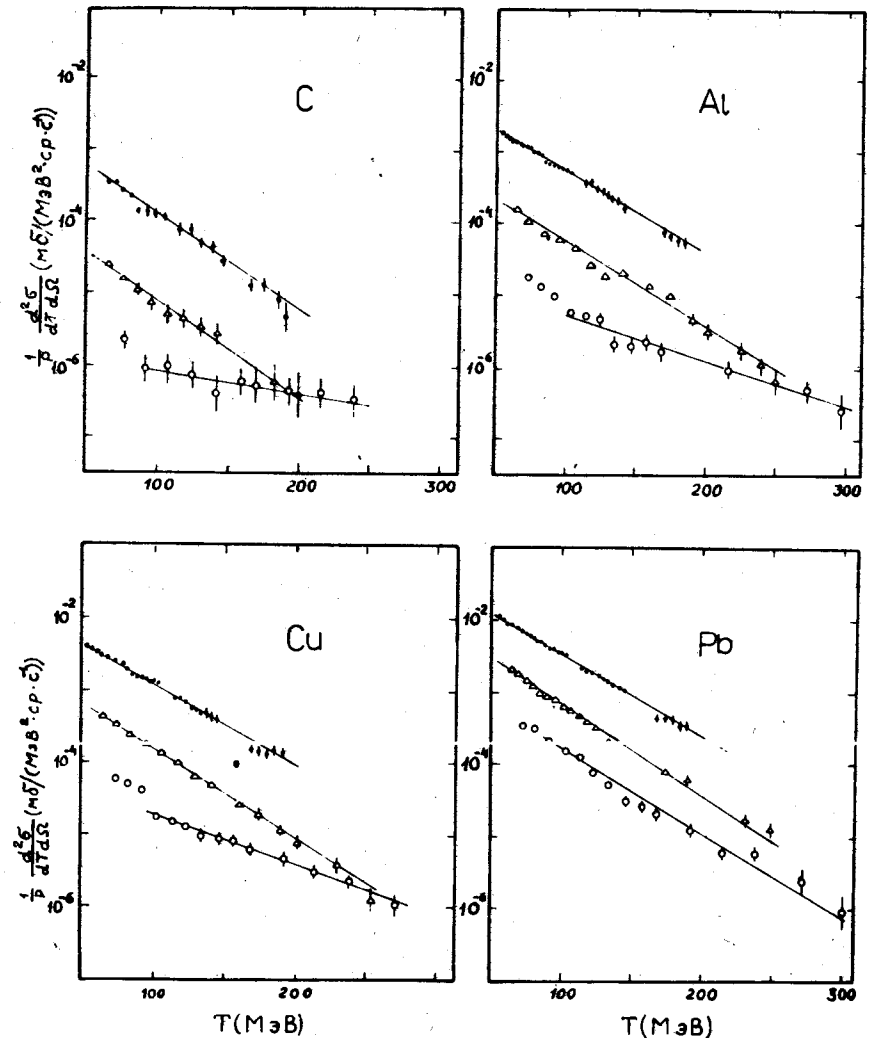


Рис. 1. Инвариантные сечения образования p, d, t на мишенях Pb, Cu, Al, C в зависимости от кинетической энергии T. ● - p, ▲ - d, ○ - t. Показанные ошибки включают статистическую ошибку и ошибку определения эффективности регистрации.

более высокое значение T_0 для спектров t из всех мишеней за исключением Pb.

Параметры $\langle X \rangle$ близки для всех протонных и дейтронных спектров на всех мишенях. Тритонные спектры дают существенно более высокие значения $\langle X \rangle$.

Таблица 1

Мишень	T_0 (МэВ)		K (мб · с / (МэВ ² · ср) · 10 ²			
	t		P		d	
	P	t	P	d	P	t
Pb	38 ± 2	38 ± 3	4,5 ± 0,1	1,46 ± 0,07	0,22 ± 0,03	
Cu	38 ± 2	65 ± 6	1,68 ± 0,06	0,29 ± 0,02	(0,89 ± 0,05) · 10 ⁻²	
Al	28 ± 2	68 ± 7	0,74 ± 0,03	0,087 ± 0,006	(0,25 ± 0,06) · 10 ⁻²	
C	33 ± 3	140 ± 80	0,27 ± 0,02	0,017 ± 0,005	(0,18 ± 0,09) · 10 ⁻³	

Таблица 2

Мишень	$\langle X \rangle$	
	d	
	P	t
Pb	0,19 ± 0,02	0,25 ± 0,02
Cu	0,19 ± 0,02	0,44 ± 0,05
Al	0,19 ± 0,02	0,45 ± 0,06
C	0,16 ± 0,02	0,95 ± 0,53

Диапазон 0,5 - 1,1

X - B

I,2 - I,8

I,0 - 2,5

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные нами характеристики инклюзивных спектров p, d, t в реакциях ^{12}C + ядро интересно сравнить с аналогичными спектрами из реакции протон + ядро в кумулятивной области, изученными в $^{2,6-9}$ при импульсе протонов от 4 до 9 ГэВ/с.

Значения T_0 из этих работ суммированы в табл.3. Поскольку в 6,7 значения T_0 не приведены, эта величина получена нами по экспериментальным спектрам из этих работ в энергетических интервалах, близких к нашим.

Сравнительный анализ показывает:

- наклоны протонных спектров T_0 в обоих типах взаимодействий в пределах ошибок совпадают и не зависят от атомного веса мишени;

- наклоны дейтронных спектров в обоих типах взаимодействия не зависят от атомного веса мишени. Для реакции ^{12}C + ядро параметры T_0 для протонных и дейтронных спектров в пределах ошибок

Таблица 3

Регистр. частица	Мишень	Литература	P_D (ГэВ/с)	Угол регистрации	T_0 (МэВ)
P	Pb	/ 7 /	4,5	160°	38
	Pb	/ 7 /	8,9	168°	38
	Cu	/ 7 /	8,9	180°	41
	Al	/ 7 /	8,9	160°	39
	C	/ 7 /	8,9	180°	40
	C ... Pb	/ 8 /	7,5	160°	40
d	Pb	/ 7 /	4,5	168°	27
	Pb	/ 7 /	8,9	168°	32
	Pb	/ 9 /	3 + 7,5	160°	30 ± 5
	Cu	/ 7 /	8,9	180°	34
	Al	/ 7 /	8,9	180°	32
t	Pb	/ 7 /	8,9	168°	27
	Cu	/ 7 /	8,9	168°	27
	Al	/ 7 /	8,9	168°	27

совпадают. В протон-ядерных взаимодействиях T_0 для дейтронных спектров ниже, чем для протонных;

- спектры тритонов в ^{12}C ядерных взаимодействиях имеют существенно более высокие значения T_0 , чем в протон-ядерных реакциях. При этом для реакции ^{12}C + ядро наблюдается зависимость параметра T_0 от атомного веса мишени, в отличие от pA-взаимодействий;

- значения параметра $\langle X \rangle$, полученные нами, заметно выше величины 0,14-0,15, приведенной в ^{6,7/} для вторичных частиц π , K, p, d, t, ^3He , ^4He в pA-взаимодействиях. В реакции ^{12}C +ядро значения $\langle X \rangle$ близки для протонных и дейтронных спектров и имеют более высокие значения для тритонов.

Сведения об A-зависимости сечений мы получили, аппроксимируя

величину $I = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} (d^2\sigma/d\Omega dT) dT$ функцией вида A^n ; пределы интегрирования

соответствовали регистрируемому нами диапазону энергий для соответствующей частицы. На рис.2 показаны зависимости I_A/I_{Pb} от A мишени. Точки для мишеней Al, Cu, Pb удовлетворительно описываются функцией A^n , при этом величина n равна 0,90±0,10 для протонов, 1,26±0,10 - для дейтронов, 1,5±0,2 - для тритонов.

В ^{10/} изучены спектры протонов в реакции ^{12}C +ядро при той же энергии 3,6 ГэВ/нуклон бомбардирующих частиц в диапазоне углов от 20° до 140°. Величина n, полученная в этой работе, меняется

от -1 до -1,4, при увеличении угла регистрации. Значение 1,4 существенно выше полученного нами значения для $\theta = 160^\circ$. В ^{9/} показано, что в реакции протон + ядро для дейтронов в диапазоне энергий 100-200 МэВ величина n меняется с увеличением угла регистрации от 30° до 120° - от 1,5 до 1,8, что также выше значения, полученного нами.

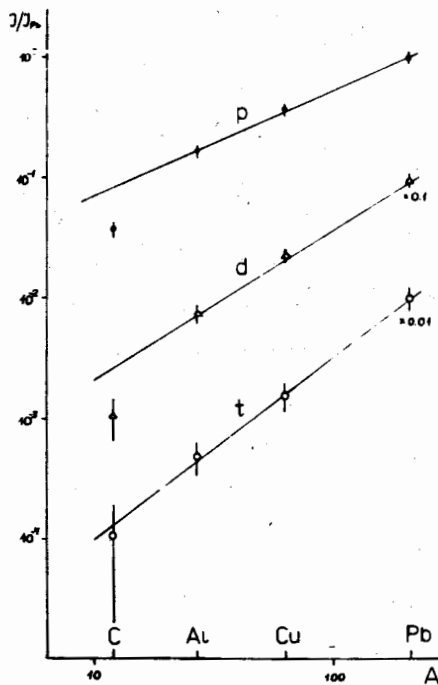


Рис.2. Зависимость J_A/J_{Pb} для p, d, t от массового числа ядра мишени A. $J = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} (d^2\sigma/dT d\Omega) dT$,

где интегрирование проводится в регистрируемом диапазоне энергий для каждого сорта частиц.

Таким образом, можно констатировать, что при значительном сходстве характеристик вторичных частиц /p, d, t / в pA-и AA-взаимодействиях, имеются и существенные отличия: отсутствие универсального значения параметра $\langle X \rangle$ и существенно большее значение параметра T_0 для тритонных спектров.

Обсудим полученные экспериментальные данные с точки зрения модели коалесценции. Эта модель ^{11-13/}, объясняющая возникновение фрагментов с $A > 1$, исходит из предположения о том, что сложная частица с массовым числом A образуется, если внутри области взаимодействия окажется A частиц с малым относительным импульсом, величина которого является параметром модели. Модель связывает инвариантное сечение образования сложной частицы с инвариантным сечением образования нуклонов в той же реакции соотношением

$$\frac{1}{P_A} \frac{d^2\sigma}{dT_A d\Omega} = C_A \left(\frac{1}{P_p} \frac{d^2\sigma_p}{dT_p d\Omega} \right)^A,$$

при условии $T_A = AT_p$, $P_A = AP_p$, где C_A - коэффициент коалесценции, зависящей от комбинации снаряд-мишень, и от типа частицы A. В качестве инвариантного сечения образования нуклонов используется сечение образования протонов, т.к. чаще всего в эксперименте измеряется именно эта величина, а различием сечений образования протонов и нейтронов пренебрегается, т.е. модель коалесценции можно применять к частицам с энергией, существенно превышающей кулоновский барьер.

Если инвариантное сечение для протонов может быть представлено в виде $\exp(-T_p/T_0)$, то в модели коалесценции инвариантное сечение образования сложной частицы из A нуклонов имеет зависимость $(-AT_p/T_0) = \exp(-T_A/T_0)$, т.е. параметр наклона спектра T_0 для сложной частицы должен совпадать с параметром наклона для спектра протонов.

Другой подход к проблеме возникновения сложных частиц в реакциях ядро-ядро используется в термодинамической модели ^{14/}, где предполагается, что сложные частицы испускаются в процессе расширения фэйрбола, образовавшегося в результате столкновения ядер. Сечение образования сложной частицы в этой модели формально имеет такую же связь с сечением образования нуклонов, как и в модели коалесценции. Поэтому можно получить связь между коэффициентом коалесценции C_A и объемом V области образования частицы A вида ^{14/}:

$$C_A = \frac{A(2S_A + 1)}{2^A} \left(\frac{N_p + N_T}{Z_p + Z_T} \right)^y \left(\frac{m\sigma_0}{h^3} \frac{1}{V} \right)^{A-1},$$

где S_A - спин частицы с массой A; Z, N - число протонов и нейтронов в мишени /T/ и ядре-снаряде /p/; y - число нейтронов в частице A; m - масса нуклона; σ_0 - полное сечение реакции ядро-

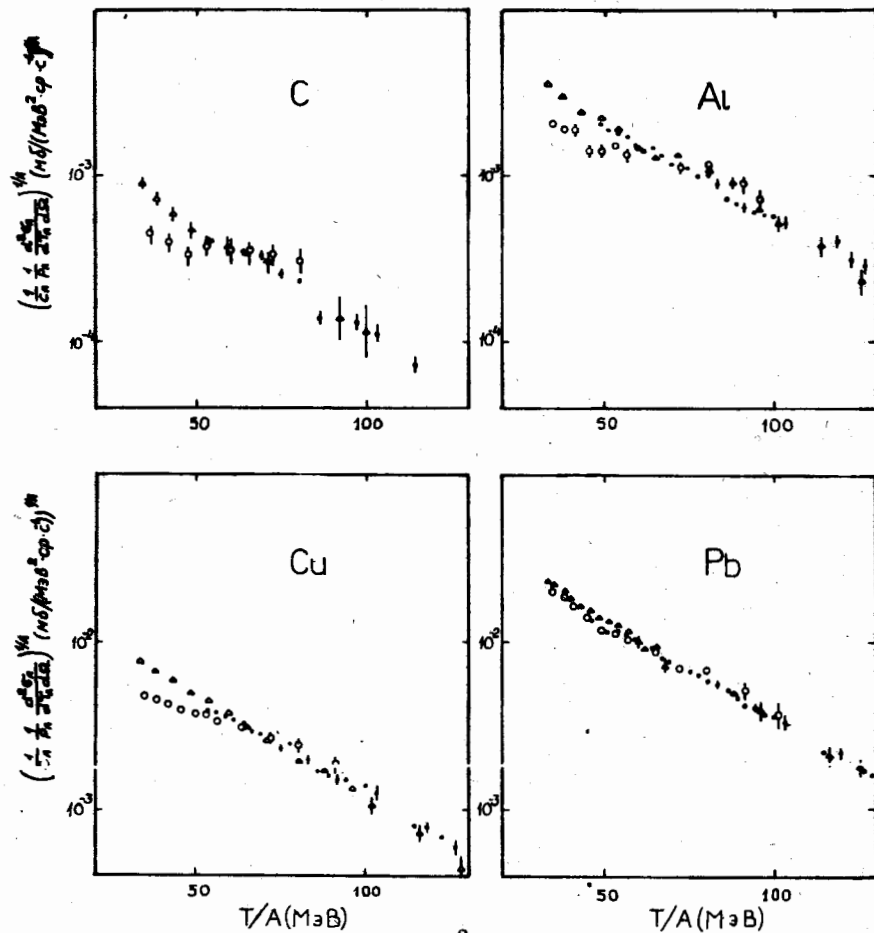


Рис.3. Зависимость $\left(\frac{1}{C_A} \frac{1}{P_A} \frac{d^2 \sigma_A}{dT_A d\Omega}\right)^{1/A}$ от кинетической энергии, приходящейся на один нуклон сложной частицы А. Множители C_A выбирались из условия совмещения зависимостей для дейтронов и тритонов с протонным спектром; C_A для протонов равно 1.

ядро. Отметим, что приведенное соотношение верно, если скорость источника частиц не слишком велика, так что соответствующий лоренц-фактор - порядка единицы.

Сравнение наклонов энергетических спектров p, d, t , полученных нами /см.табл.1/, показывает, что модель коалесценции согласуется с экспериментальными данными по выходу дейтронов на всех мишенях, а для тритонов - только на Pb. Непосредственное сравнение спектров представлено на рис.3, где показаны инва-

риантные сечения образования протонов, дейтронов, тритонов в степени 1, 1/2, 1/3 соответственно как функция кинетической энергии, приходящейся на один нуклон. Спектры для дейтронов и тритонов совмещены со спектром протонов. Из рис.3 можно заключить, что спектры протонов и дейтронов удовлетворительно совпадают, а для тритонов такого совпадения не наблюдается, за исключением случая Pb -взаимодействия. Извлеченные коэффициенты коалесценции C_A приведены в табл.4 /мы оцениваем ошибку определения C_A ~30%/; в этой же таблице помещены значения коэффициентов коалесценции, полученные в работе /10/ в реакции $^{12}C + \text{ядро}$ при той же энергии 3,6 ГэВ/нуклон и в работе /11/ при энергиях 0,4; 0,8 и 2,1 ГэВ/нуклон. Наблюдается согласие наших значений C_A со значениями, полученными в /11/ для таких же или близких комбинаций взаимодействующих ядер. С данными /10/ согласие величин C_A наблюдается для мишеней C, Al, Cu, и имеется сильное расхождение для мишени Pb.

Используя связь между C_A и объемом области образования сложных частиц, мы извлекли радиусы этих областей, значения которых приведены в табл.4. Для сечения реакций использована аппроксимация $\sigma = 244 \cdot A^{0,47} \text{ мб}^{15/}$. Величины радиусов в пределах ошибок совпадают со значениями, полученными в ядерных взаимодействиях при меньших энергиях /11/, но ниже значений /10/.

Выводы

Результаты данной работы показывают, что в реакции $^{12}C + \text{ядро}$ инклюзивные спектры под углом 160° имеют следующие свойства:

1. Зависимость инвариантных сечений образования p, d, t от кинетической энергии T имеет вид $\exp(-T/T_0)$, характерный для таких же спектров в реакциях нуклон-ядро.
2. Параметры наклона спектров T_0 для протонов близки к значениям, полученным в реакциях протон + ядро; параметры наклона дейтронных спектров несколько больше, чем в pA , а параметры наклона спектра тритонов на мишенях C, Al, Cu существенно выше, чем T_0 для протонов и дейтронов.
3. В отличие от реакций протон + ядро зависимость инвариантных сечений от масштабной переменной X не носит универсального характера для p, d, t : параметр $\langle X \rangle$ зависит от сорта частицы.
4. Модель коалесценции удовлетворительно описывает образование дейтронов из всех исследованных мишеней; коэффициенты коалесценции совпадают в пределах ошибок со значениями, полученными в реакциях ядро-ядро при меньших энергиях. Образование тритона описывается этой моделью только для мишени Pb.

Таблица 4

I	2	3	4	5	6	7	8	9
Pb(d)	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	C+Pb	0,8	$4,5 \pm 0,9$	7,1	3,9 4,1 3,9 4,2
Cn(d)		$2,5 \cdot 10^{-6}$					6,2	
Cu(D)	$7,6 \cdot 10^{-6}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	Me-Cu	0,4	$4,0 \pm 0,8$	5,0	3,7 3,7 3,5 3,5
Al(d)	$13 \cdot 10^{-6}$		$8 \cdot 10^{-6}$	Me-Cu	0,8	$3,8 \pm 0,8$		3,5 3,5
C(a)	$32 \cdot 10^{-6}$	$21 \cdot 10^{-6}$	$30 \cdot 10^{-6}$	Me-KaP	2,1	$3,1 \pm 0,6$	4,2	3,1
Pb(t)	$2,1 \cdot 10^{-11}$		$2,5 \cdot 10^{-11}$	C+Pb	0,8	$3,2 \pm 0,5$		3,5
			$0,6 \cdot 10^{-11}$	Me-Pb	0,8			3,7
			$1,2 \cdot 10^{-11}$	Me-Pb	2,1			4,2

Примечания: 1 - имень, в скобках вторичная частица; 2 - C_d в м.с/(ГэВ².ср), C_t в м.с/(ГэВ².ср)), полученные в данной работе; 3 - C_d из /10/, реакция $^{136}\text{Xe} + \text{p} \rightarrow \text{Cn} + \text{p}$; 4 - C_d из /11/, реакция $^{136}\text{Xe} + \text{p} \rightarrow \text{Cn} + \text{p}$; 5 - в какой реакции получено в /11/; 6 - при каких энергиях налетающих частиц /11/; 7 - радиус области образования частицы в фм, полученные в данной работе; 8 - то же из /10/, 9 - то же из /11/.

Радиусы областей образования дейтронов хорошо согласуются с соответствующими значениями, полученными при меньших энергиях.

Авторы благодарны В.В.Гаркуну за обеспечение работы системы связи с ЭВМ, а также Н.Н.Графову и В.П.Садиллову за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
2. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
3. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
4. Гаркун В.В. и др. ОИЯИ, 13-83-681, Дубна, 1983.
5. Краснов Л.В., Яцышин И.Г., ПТЭ, 1980, т.4, с.78. ПТЭ, 1981, т.6, с.52.
6. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-431, Дубна, 1983.
7. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.
8. Бажков Ю.Д. и др. ЯФ, 1983, т.37, с.344.
9. Бажков Ю.Д. и др. ЯФ, 1984, т.39, с.1482.
10. Адыяевич Б.П. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.496; Abyejevich B.P. et al, IAE - 3972/2, M., 1984.
11. Nagamiya S. et al., Phys. Rev, 1981, v.C24, p.971.
12. Gutbrod H.H. et al., Phys.Rev.Lett., 1976, v.37, p.667.
13. Kapusta J.I. Phys. Rev., 1980, v.C21, p.1301.
14. Dasgupta S., Mekjan A.Z., Phys.Reports, 1981, v.72, p.131.
15. Аникина М.Х. и др. ЯФ, т.38, с.149.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 марта 1985 года

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Аникина М.Х. и др.

P1-85-208

Спектры p, d, t в реакции $^{12}\text{C}/3,6$ ГэВ/нуклон/ с ядрами под углом 160°

Приводятся экспериментальные данные об энергетических спектрах протонов, дейтронов и тритонов, испущенных под углом 160° во взаимодействиях $^{12}\text{C}/3,6$ ГэВ/нуклон/ с ядрами C, Al, Cu, Pb. Характеристики полученных спектров сравниваются с соответствующими характеристиками спектров p, d, t в адрон-ядерных реакциях. Данные сопоставляются с предсказаниями модели коалесценции. Приводятся оценки радиусов областей образования дейтронов, полученные в рамках термодинамической модели.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Л.Н.Барабаш

Anikina M. Kh. et al.

P1-85-208

The Spectra of p, d, t Emitted at 160° in 3.6 Gev per Nucleon ^{12}C Collisions with Nuclei

Experimental data on energetic spectra of protons, deuterons and tritons emitted at a 160° angles in collision of 3,6 GeV per nucleon ^{12}C nuclei with C, Al, Cu, Pb targets are presented. The characteristics of the spectra obtained are compared with corresponding characteristics of p, d, t spectra in hadron-nucleus reactions. The data are compared with coalescence model predictions. The estimations of the radii of deuteron production regions, obtained in the framework of the thermodynamic model, are presented.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985