

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1-84-216

М.Х.Аникина, Г.Л.Варденга, В.Д.Володин,
А.И.Голохвастов, В.П.Кондратьев,* Л.В.Краснов,*
А.А.Кузнецов, Ю.А.Лакомкин,* В.Ф.Литвин,*
Ю.Лукстиньш, И.В.Степанов,* С.А.Хорозов,
И.Е.Шевченко,* И.Г.Яцышин*

СПЕКТРЫ ^1H , ^2H , ^3H
ИЗ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} + \text{Pb}$, $^{12}\text{C} + \text{Cu}$

* НИИФ Ленинградского государственного
университета

1984

Изучение свойств инклюзивных спектров разного рода вторичных частиц, образующихся в релятивистских ядерных столкновениях, дает важную информацию о механизме этих процессов. При этом наибольший интерес представляют результаты исследования кумулятивных процессов, т.е. ядерных реакций в области предельной фрагментации ядер, в которых вторичные частицы испускаются под большими углами, превышающими предельные углы вылета, определяемые кинематикой нуклон-нуклонных взаимодействий.

К настоящему времени основные закономерности кумулятивных процессов изучены достаточно полно в адрон-ядерных взаимодействиях ^{1,2/}. Полученная в этих экспериментах информация позволила естественным образом ввести понятие о кварк-партонных структурных функциях как основных характеристиках ядерных столкновений с большими передачами импульса.

Менее подробно изучены свойства кумулятивных процессов в ядро-ядерных взаимодействиях, хотя экспериментальные данные об этих процессах исключительно важны для проверки пригодности тех или иных теоретических моделей, пытающихся описать динамические свойства процессов взаимодействия ядро-ядро.

В настоящей работе содержатся экспериментальные данные о свойствах энергетических спектров протонов, дейтронов и тритонов, образующихся в $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ и $^{12}\text{C} + \text{Cu}$ взаимодействиях при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон под углами 146° и 160° для первой и 160° - для второй реакций.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения выполнены на выведенном пучке синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Пучок ионов ^{12}C имел интенсивность $2 \cdot 10^6$ ионов/цикл, длительность вывода пучка - 0,4 с.

Использовался спектрометр $\Delta E-E$ типа ^{3/}. Энергия частиц измерялась при помощи телескопа сцинтилляционных счетчиков с кристаллами CsJ(Tl). Общая толщина четырех детекторов из CsJ(Tl), образующих спектрометрическую часть телескопа, составила $41,5 \text{ г/см}^2$, при этом первый детектор имел толщину 1 г/см^2 , три остальных - одинаковую толщину $13,5 \text{ г/см}^2$. Площадь кристаллов составляла $3 \times 4 \text{ см}^2$.

В обоих телескопах события отбирались с помощью системы триггера, состоящей из трех сцинтилляционных счетчиков совпадения и одного счетчика антисовпадения, расположенных соответственно перед детекторами из CsJ(Tl) и за ними. Апертура телескопов /3 мср/ определялась площадью $10 \times 15 \text{ мм}^2$ третьего из счетчиков совпадения; два первых имели площадь $30 \times 40 \text{ мм}^2$, толщина каждого составляла $0,18 \text{ мм}^2$. Счетчик антисовпадений имел размеры $60 \times 100 \times 10 \text{ мм}^3$. Энергетические диапазоны регистрации частиц составляли /в МэВ/: для протонов - 60-200, дейтронов - 65-250, тритонов - 80-300. Мишени из Cu и Pb были диаметром 1,5 см, толщиной $1,0 \text{ г/см}^2$.

По сигналу триггера спектрометрическая информация о данном событии передавалась в ЭВМ ЕС-1040 посредством системы управления спектрометром /4/; ЭВМ в ходе эксперимента контролировала правильность функционирования системы связи спектрометр - ЭВМ, соответствие стандарту поступающей информации и производила ее первичную обработку - построение двумерных спектров энерговыделения для трех последовательных пар детекторов из CsJ.

Процедура градуировки спектрометра и вычисления эффективности регистрации частиц описана в /3/.

II. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 и 2 приведены относительные инвариантные сечения $\frac{1}{P} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dT}$ образования p, d, t в $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ взаимодействиях для углов

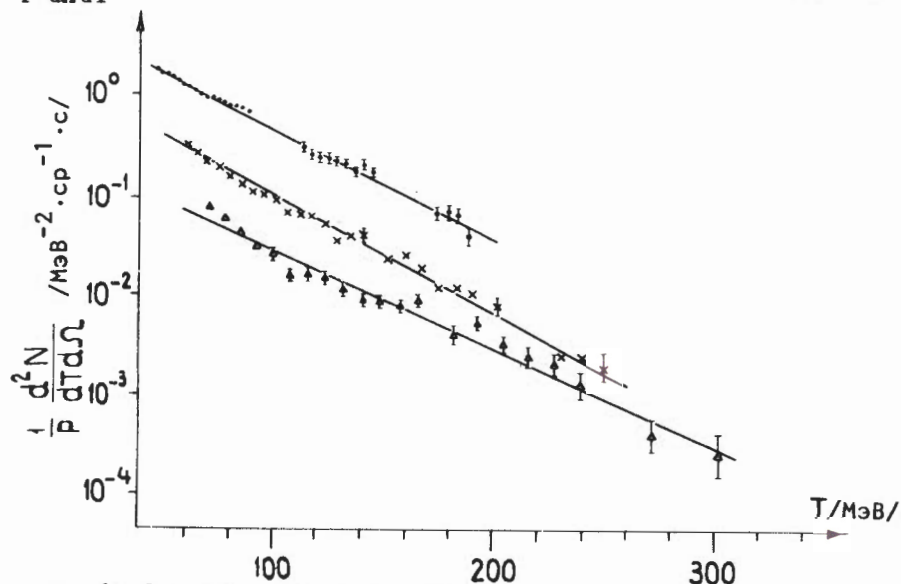


Рис.1. Относительное инвариантное сечение образования протонов (●), дейтронов (×), тритонов (▲), в реакции $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ под углом $\theta = 146^\circ$.

регистрации 146° и 160° соответственно. На рис.3 - абсолютное инвариантное сечение образования тех же частиц в $^{12}\text{C} + \text{Cu}$ столкновениях под углом 160° . Здесь P - импульс вторичных частиц, T - кинетическая энергия.

Из представленных данных видно, что энергетическая зависимость инвариантных сечений для всех зарегистрированных частиц хорошо аппроксимируется выражением вида $K \exp(-T/T_0)$, со значениями параметров K и T_0 , приведенными в табл.1.

Полученные результаты интересно сравнить с уже опубликованными ранее данными о свойствах спектров p, d, t, а также ^3He .

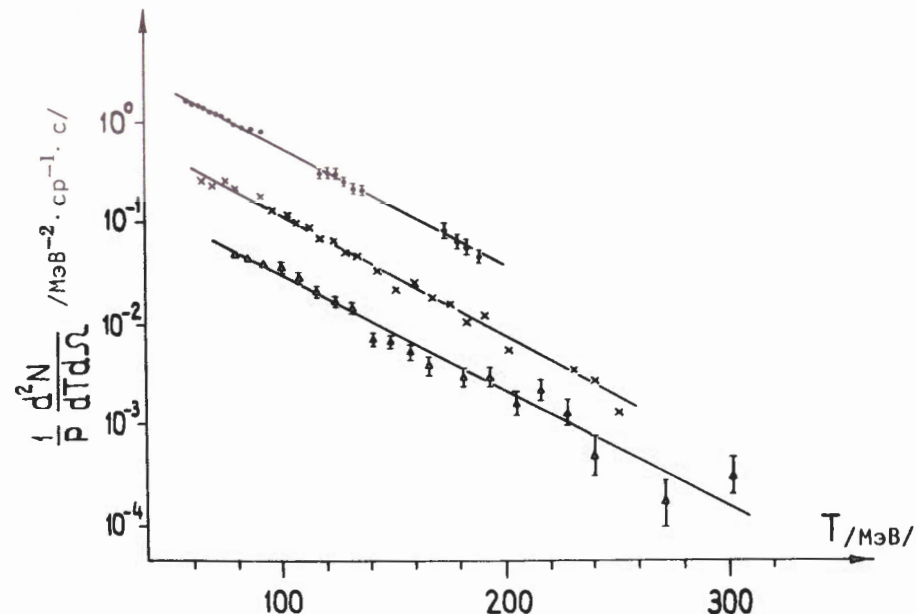


Рис.2. То же, что на рис.1, но под углом $\theta = 160^\circ$.

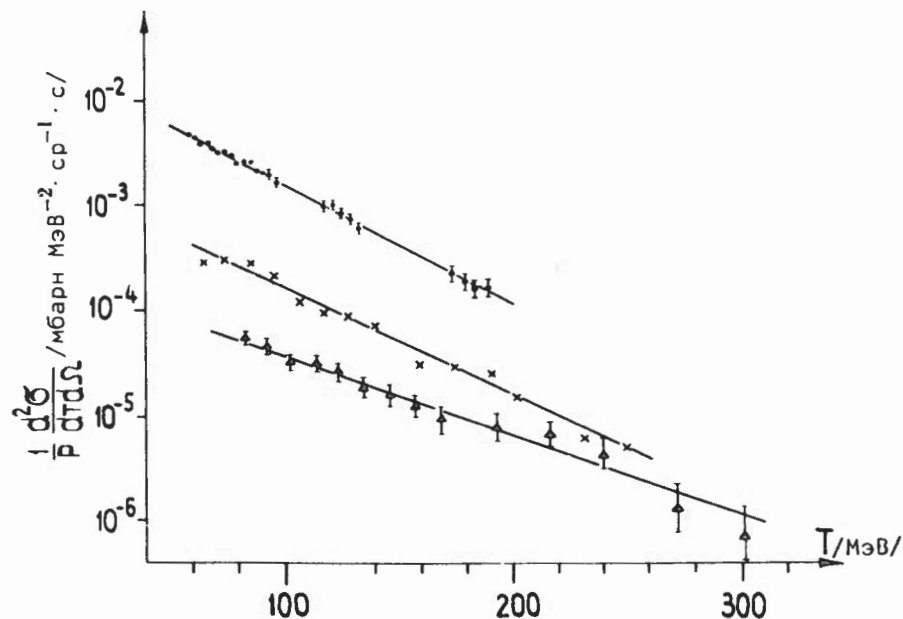


Рис.3. Инвариантное сечение для тех же частиц в реакции $^{12}\text{C} + \text{Cu}$ под углом $\theta = 160^\circ$.

Таблица 1

Ядро-мишень регист.	Угол регист.	Т ₀ /МэВ/	К*		
			p	d	t
Cu	160°	38±2	42±3	55±7	/2,2±0,4/ · 10 ⁻² /1,7±0,3/ · 10 ⁻³ /2,2±0,6/ · 10 ⁻⁴
Pb	146°	38±2	37±2	38±3	1,0 0,24±0,05 /0,057±0,15/
Pb	160°	40±2	40±2	40±3	1,0 0,24±0,05 /0,058±0,015/

* Для мишени Cu размерность К - дается в мб//МэВ² с³ ср; для мишени Pb приведена относительная величина К, при этом для протонов она равна 1,0.

⁴He, измеренных группами В.С.Ставинского ^{/5,6/} и Г.А.Лексина ^{/7,8/} при изучении протон-ядерных взаимодействий /импульсы 4,5; 7,5 и 8,9 ГэВ/с/.

В связи с тем, что в ^{/5,6/} в большинстве случаев не приводятся значения параметра Т₀, эта величина вычислена нами непосредственно из приведенных в этих работах инвариантных сечений. При этом энергетический интервал для вторичных частиц брался близким к нашему. Полученные таким образом значения Т₀ суммированы в табл.2.

Таблица 2

Регистр. частица	Тип взаимодействия	Литература	Р _p /ГэВ/с/	Угол регист.	Т ₀ /МэВ/
P	p + Pb	/5/	4,5	160° } 168° }	38
			8,9		
	p + Cu	/5/	8,9	180°	
	p + (C...Pb)	/7/	7,5	160°	40
d	p + Pb	/5/	4,5	168°	27
	p + Pb	/5/	8,9	168°	32
	p + Pb	/8/	7,5	160°	32
	p + Cu	/5/	8,9	180°	34
t	p + Pb	/5,6/	8,9	168, 180°	27
	p + Cu	/5,6/	8,9	168, 180°	27

Сравнительный анализ данных о характере энергетических спектров p, d и t, полученных нами в случае ядро-ядерных взаимодействий и данных, полученных авторами работ ^{/5-8/} для протон-ядерных взаимодействий, показывает следующее:

- среднее значение Т₀, характеризующее энергетический спектр протонов для обоих типов взаимодействий, в пределах ошибок не зависит от типа налетающего объекта и его энергии;

- среднее значение Т₀, характеризующее энергетические спектры дейтронов и тритонов, в случае ядро-ядерных взаимодействий заметно выше, чем в протон-ядерных соударениях.

Нами найдено $d\sigma/d\Omega = 75$ мб/ср для протонов с импульсом $P \geq 340$ ГэВ/с и углом вылета 160°, что хорошо согласуется с результатом ^{/9/} - $d\sigma/d\Omega = 65$ мб/ср при усреднении по углам $180^\circ \div 120^\circ$.

В табл.3 суммированы данные о параметре наклона $\langle x \rangle$, полученного при аппроксимации инвариантных сечений образования p, d, t экспоненциальной зависимостью вида $\exp(-x/\langle x \rangle)$. Здесь же указан интервал изменения параметра $(x - B)$ для каждого из спектров, где x - масштабная переменная, выбранная нами так же, как и в ^{/5,6/}, B - барионное число вторичной частицы.

Таблица 3

Ядро-мишень	Угол регистр.	<x>		
		p	d	t
Cu	160°	0,18±0,02	0,26±0,03	0,34±0,06
Pb	146°	0,17±0,02	0,20±0,02	0,24±0,03
Pb	160°	0,20±0,02	0,23±0,02	0,29±0,03
Диапазон изменения X-B		0,5-1,1	1,2-1,8	1,0-2,5

Полученные нами значения <x>, особенно для d и t в (C, A)-взаимодействиях, отличаются от соответствующей величины <x> = 0,14 ÷ 0,15 - работ /5,6/ для (p, A)-взаимодействий. Возможно, это свидетельствует об особенностях механизма образования p, d, t в (C, A) взаимодействиях.

В /6/ указывалось, что ядерные фрагменты p, d, t, ³He, ⁴He, испущенные в кинематически запрещенной области, не являются истинно кумулятивными частицами. В поиске теории ядро-ядерных взаимодействий нами проведено сравнение экспериментальных данных с термодинамическим вариантом модели коалесценции.

Связь между формой спектров протонов и сложных частиц в реакциях с релятивистскими частицами описывается моделью /10,11/ в предположении, что образование сложной частицы с массой A происходит, если внутри области взаимодействия окажутся A-частицы с малым относительным импульсом, величина которого является параметром модели. Соотношение, связывающее инвариантное сечение образования сложной частицы с массой A с инвариантным сечением для протонов, имеет вид:

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

/при условии $T_A = A \cdot T_p$ и, соответственно, $P_A = A \cdot P_p$ /, где C_A - параметр, зависящий от комбинации ядро-снаряд, ядро-мишень и типа частицы A. Это соотношение получено в пренебрежении возможным различием спектров протонов и нейтронов из реакции, т.е. модель коалесценции здесь применима для энергий частиц, существенно превышающих кулоновский барьер.

Если для протонов инвариантное сечение аппроксимируется соотношением вида $\exp(-T_p/T_0)$, то в модели коалесценции следует ожидать для инвариантного сечения образования частицы с массой A зависимость вида $\exp(-AT_p/T_0) = \exp(-T_A/T_0)$, т.е. инвариантные сечения образования сложной частицы должны характеризоваться также экспоненциальной зависимостью от энергии, при этом параметр наклона спектров должен совпадать с соответствующим параметром для протонов. Наши экспериментальные данные показывают,

что в реакции с мишенью Pb наклон спектров протонов, дейтронов и тритонов в пределах ошибок совпадает. Для мишени Cu такое совпадение наблюдается для протонов и дейтронов. Как показано в /11/, имеется формальное соответствие между моделью коалесценции и термодинамической моделью взаимодействия релятивистских тяжелых ионов с ядрами. Термодинамическая модель связывает коэффициент C_A с объемом области образования сложных частиц V: $C_A \sim (\gamma \cdot V)^{1-A}$, где γ - лоренц-фактор испущенной частицы в системе координат, связанной с источником этих частиц. Величина γ должна оцениваться теоретически исходя из представления об образовании источника частиц. Эти оценки неопределенны, поэтому радиус области образования вычисляется обычно для $\gamma \sim 1$, что может привести к ошибке в значении радиуса ~30%.

В соответствии с результатами /11,12/, выражение для V имеет вид:

$$V = [2^A / (A^3 \times (2S_A + 1))]^a \cdot \left[\left(\frac{Z_p + Z_t}{N_p + N_t} \right) \gamma \cdot A^2 \cdot C_A \right]^a \frac{h^3}{m\sigma_0},$$

где A - массовое число сложной частицы; S_A - ее спин; $a = 1/(1-A)$; Z, N - количество протонов и нейтронов в мишени /индекс t / и бомбардирующей частице (p), γ - число нейтронов в частице A, m - масса нуклона, σ_0 - полное сечение реакции ядро-ядро. Для σ_0 использовалась аппроксимация, предложенная в /13/: $\sigma_0 = 244 A^{0,47}$ /мб/. Поскольку в реакции ¹²C + Pb нами был измерен только относительный выход частиц, то можно определить отношение радиусов областей образования дейтронов и тритонов. Подставляя соответствующие значения в выражение для V, получим

$$\frac{V_d}{V_t} = \frac{R_d^3}{R_t^3} = 1,74 \frac{\sqrt{K_t/K_p}}{K_d/K_p},$$

где K означает относительный выход частиц данного сорта. Со значениями K, приведенными в табл.1, получим для $\theta = 146^\circ$ и $\theta = 160^\circ$ $R_d/R_p = 1,0 \pm 0,3$.

Для реакции ¹²C + Cu мы определили радиусы областей образования дейтронов и тритонов, причем для тритонов результат носит оценочный характер, т.к. для них не выполняется условие, следующее из модели коалесценции - равенство наклонов инвариантных сечений для тритонов и протонов. При этом получены значения коэффициентов C_A и радиусов:

$$C_d = /5,7 \pm 0,9/ \cdot 10^{-6} / \text{ГэВ}^2 \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср/мб}; \quad R_d = /4,5 \pm 0,3/ \text{ фм},$$

$$C_t = /1,6 \pm 0,6/ \cdot 10^{-10} / \text{ГэВ}^2 \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср/мб}; \quad R_t = /2,9 \pm 0,5/ \text{ фм}.$$

$v^{1/2}$ определены значения коэффициентов C_A и радиусов для широкого набора бомбардирующих частиц и мишеней при энергиях 400, 800, 2100 МэВ/нуклон. Показана сравнительная устойчивость C_A и R к вариациям сортов бомбардирующих частиц и ядер-мишеней. Для реакции $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ при 800 МэВ/нуклон в этой работе получено $R_d/R_t = 3,9$ фм/3,5 фм = 1,1: наш результат практически совпадает с этим значением.

Для реакции $\text{Ne} + \text{Cu}$ при 800 МэВ/нуклон в $v^{1/2}$ получены значения $C_d = 8 \cdot 10^{-6}$ /ГэВ/ $^2 \cdot \text{с}^3 \cdot \text{мб}$; $C_t = 0,5 \cdot 10^{-10}$ //ГэВ/ $^2 \cdot \text{с}^3 \cdot \text{мб}$ /, $R_d = 3,7$ фм; $R_t = 3,2$ фм. Наши результаты удовлетворительно согласуются с этими значениями, за исключением коэффициента C_t .

Таким образом, характер взаимодействия релятивистских тяжелых ионов при 4,5 ГэВ/с·нуклон оказывается таким же, как и при меньших энергиях.

Предсказания модели коалесценции для образования сложных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях подтверждаются с разумной точностью и слабо зависят от энергии бомбардирующих частиц.

Авторы благодарят В.В.Гаркуна за обеспечение работы системы связи и участие в измерениях, а также Н.Н.Графова и В.П.Садилова за помощь в подготовке и проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 3, с. 429.
2. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949.
3. Гаркун В.В. и др. ОИЯИ, 13-83-681, Дубна, 1983.
4. Краснов Л.В., Яцшин И.Г. ПТЭ, 1980, т. 4, с. 78; ПТЭ, 1981, т. 6, с. 52.
5. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.
6. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-431, Дубна, 1983.
7. Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-90, М., 1982.
8. Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-123, М., 1982.
9. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-83-616, Дубна, 1983.
10. Gutbrod H.H. Phys.Rev.Lett., 1976, v. 37, p. 667; Kapusta J.I. Phys.Rev., 1980, v. C21, p. 1301.
11. Das Gupta S., Mekjian A.Z. Phys.Reports, 1981, v. 72, p. 131.
12. Nagamiya S. et al. Phys.Rev., 1981, v. C24, p. 971.
13. Аникина М.Х. и др. ЯФ, 1983, т. 38, с. 149.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1984 года.

Аникина М.Х. и др.

1-84-216

Спектры ^1H , ^2H , ^3H из реакций $^{12}\text{C} + \text{Pb}$, $^{12}\text{C} + \text{Cu}$

Исследованы энергетические спектры протонов, дейтронов, трития под углами 146° и 160° при взаимодействии ионов ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/с·нуклон с ядрами Pb и Cu . Инвариантное сечение для всех частиц хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью, параметр наклона энергетического спектра ~ 40 МэВ. Выходы сложных частиц — дейтронов и тритонов — описываются моделью коалесценции с разумной точностью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Anikina M.Kh. et al.

1-84-216

^1H , ^2H , ^3H Spectra from the $^{12}\text{C} + \text{Pb}$, $^{12}\text{C} + \text{Cu}$ Reactions

The energetic spectra of protons, deuterons and tritons have been investigated at 146° and 160° angles in collisions of 4.5 GeV/c per nucleon ^{12}C nuclei with Cu and Pb targets. The dependence of invariant cross sections on energy for all the particles can be approximated rather well by the exponential law with a slope parameter of ~ 40 MeV. The yield of the composite particles — deuterons and tritons — can be described by the coalescence model with reasonable accuracy.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984