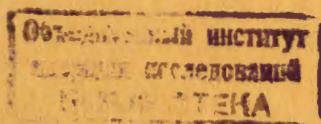


сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна



P1-83-432

А.М.Балдин, В.К.Бондарев, Н.Гиордэнеску,
А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев,
М.Пенця, А.А.Повторейко, С.В.Рихвицкий,
В.С.Ставинский, А.Н.Хренов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
ПО ИНКЛЮЗИВНЫМ СЕЧЕНИЯМ
КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ,
ДЕЙТРОНОВ И ТРИТИЯ

1983

ВВЕДЕНИЕ

Работа содержит итоговые экспериментальные данные по исследованию кумулятивного рождения протонов и легких ядерных фрагментов (d , t) при взаимодействии протонов и дейтронов с импульсом 8,9 ГэВ/с с различными ядрами, полученные в инклюзивной постановке на спектрометре ДИСК-2^{/1/}, в котором осуществляется магнитный анализ вторичных частиц по импульсам, измерение времени пролета и потерь энергии на ионизацию, измерение амплитуд черенковского излучения в счетчиках с твердыми радиаторами. Установка работает на линии с ЭВМ ЕС-1040. Полезные события выделяются на основе многомерного анализа экспериментальной информации. Определение абсолютного значения интенсивности первичного пучка производится по измерению наведенной активности в реакции $^{12}\text{C}(p, p\text{п})^{11}\text{C}$. Используемая в эксперименте интенсивность первичного пучка составляла $\sim 10^{11}$ част. в цикле ускорения.

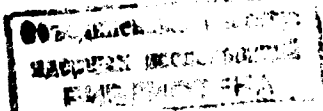
Настоящая работа является логическим продолжением исследований рождения кумулятивных пионов и каонов^{/2/}. Предварительные данные по кумулятивному рождению протонов, дейтронов и трития были опубликованы ранее^{/3/}. В нашей работе мы детально исследуем фрагментацию ядер Pb и Δ^0 , для которых получены инклюзивные сечения под углами наблюдения 90° , 120° , 154° , 162° , 168° , 180° /энергетические спектры/. Для этих же ядер измерена подробная угловая зависимость в интервале углов $90^\circ \div 180^\circ$ при импульсе вторичных частиц (p, d, t) 900 МэВ/с. Вблизи угла 180° получены данные по угловой зависимости для протонов и дейтронов с импульсом 500 МэВ/с (Pb). В $d\text{Pb}$ -взаимодействии измерены инклюзивные сечения как функция кинетической энергии исследуемых частиц для углов наблюдения 90° , 120° , 168° и угловая зависимость в интервале $90^\circ \div 180^\circ$ с шагом через 2° при импульсе 700 МэВ/с.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ

Инвариантные дифференциальные сечения рождения вторичных частиц определялись по формуле

$$\frac{E_s}{p_s^2} \left(\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \right)_s = \frac{E_s}{p_s} \cdot \frac{N}{M_p \cdot X_A} \cdot \left(\frac{M_p}{I_p} \right) \frac{K_s \cdot K_T}{\epsilon \cdot A_0} \quad , \quad /1/$$

где p_s и E_s - импульс и полная энергия вторичных частиц; N - чис-



ло частиц определенного сорта, выделенных посредством многомерного анализа; M_p - относительные показания монитора первичного пучка; (M_p/I_p) - константа, связывающая отсчеты монитора M_p с интенсивностью первичного пучка; X_A - толщина мишени в мб^{-1} ; A_0 - аксептанс установки, равный

$$A_0 = \frac{1}{p_s} \int \Omega(p) dp,$$

где $\Omega(p)$ - входной телесный угол для импульса p ; ϵ - поправка на взаимодействие вторичных частиц в веществе спектрометра; K_s - поправка на конечный интервал регистрируемых импульсов и углов; K_T - поправка на торможение и многократное рассеяние в мишени.

Расчет поправок K_s и K_T проводился в предположении, что в интервале импульсов Δp и телесных углов $\Delta \Omega$, регистрируемых установкой, сечение рождения частиц можно аппроксимировать выражением

$$\sigma = C \cdot \frac{p^2}{E} \exp\left[-\frac{T}{T_0}(1 - \cos \theta)\right], \quad /2/$$

где T - кинетическая энергия вторичных частиц; T_0 - параметр наклона спектра, θ - угол рождения частицы, C - константа.

В этом случае поправка K_s определяется формулой

$$K_s = \frac{\sigma_s \cdot \int \Omega(p) dp}{\int \sigma_i \Omega(p_i) dp_i} \quad /3/$$

Поправка K_T , связывающая значения переменных на входе в канал спектрометра и значения этих переменных в точке рождения, определяется выражением

$$K_T = \frac{\int \sigma_i \Omega(p_i) dp_i}{\int \sigma_{ei} \Omega(p_i) dp_i} \quad /4/$$

где

$$\sigma_{ei} = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_e(p_e, \theta_e) \omega(\eta) \cdot d\eta \cdot dx -$$

- усредненная величина сечения по значению углов $\theta_e = \theta_i + \eta(x)$ и импульсов $p_e = p_i + \delta p(x)$ в точке рождения, преобразующихся на выходе из мишени в значения p_i и θ_i , $\omega(\eta)$ - распределение Гаусса для многократного рассеяния, ℓ - толщина мишени на пути вторичного пучка.

Вторичные частицы, проходя через счетчики спектрометра, изменяют направление своего движения из-за многократного рассеяния. При торможении изменяются и входные телесные углы, поскольку линзы спектрометра фокусируют на последний счетчик частицы с центральным импульсом p_s , рожденные в центре мишени.

Для выяснения влияния указанных факторов рассчитывались распределение входных телесных углов и аксептанс с учетом торможения и рассеяния и без него. Отношение величины A_0 с рассеянием к величине A_0 без рассеяния определяет поправку ϵ , зависящую от сорта частиц, от импульсов и количества вещества в канале.

Расчет характеристик и моделирование работы спектрометра проводились по методу Монте-Карло с помощью программы DISCO и продемонстрировали хорошее согласие с экспериментом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Полученные в работе инклюзивные сечения рождения протонов, дейтронов и трития содержатся в табл. 1-13. Данные табл. 1-11 представлены в виде:

$$\frac{1}{A} \frac{E}{d^2 p} \frac{d\sigma}{dp} = \frac{1}{A} \cdot \frac{E}{p^2} \frac{d^2 \sigma}{dp d\Omega} [\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}],$$

A - атомный вес фрагментирующего ядра.

А. Энергетические спектры

В наибольшем импульсном интервале получены экспериментальные результаты, относящиеся к большим и малым поперечным импульсам, соответствующим углам наблюдения 90° , 168° и 180° .

На рис. 1÷6 представлены соответствующие данные для протонов, дейтронов и трития совместно с данными работ^{/4÷6/}, полученными при импульсах первичных протонов 8,5 и 400 ГэВ/с. Из рисунков видно, что наши результаты по протонам и дейтронам, совпадающие в пределах ошибок по абсолютной величине с результатами^{/4/}, отличаются от результатов, полученных при импульсе 400 ГэВ/с, особенно в жесткой части спектра. Этот факт противоречит феноменологической гипотезе ядерного скейлинга^{/7/}. Отметим, что наши данные по протонам, дейтронам и тритию / 90° / находятся в хорошем согласии с результатами работ^{/8/}.

В первом приближении спектры вторичных частиц можно описать суммой двух экспонент, характеризуемых разными наклонами /параметр T_0^{-1} / на участках ~ до 800 МэВ/с и свыше 800 МэВ/с.

При описании сечения выражением

$$\frac{1}{A} \frac{E}{p^2} \left(\frac{d^2 \sigma}{dp d\Omega} \right) \sim C_1 \exp(-T/T_{01}) + C_2 \cdot \exp(-T/T_{02}),$$

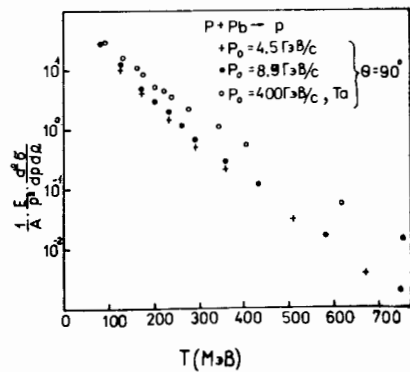


Рис. 1. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии. Протоны, $\theta = 90^\circ$.

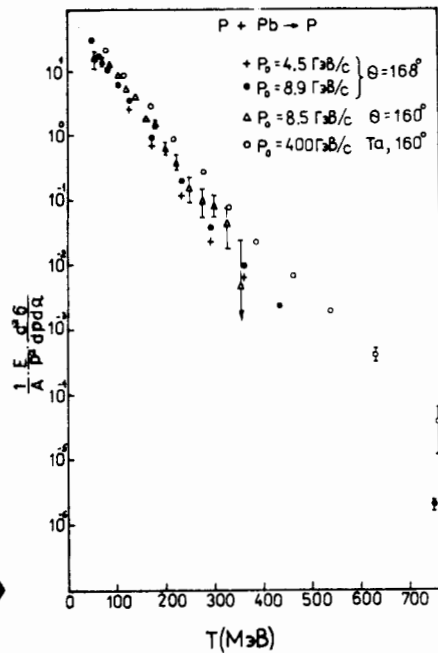


Рис. 2. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии. Протоны, $\theta = 168^\circ$.

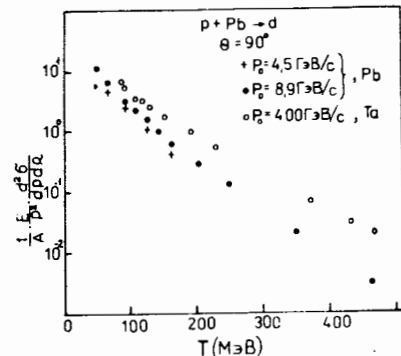


Рис. 3. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии. Дейтроны, $\theta = 90^\circ$.

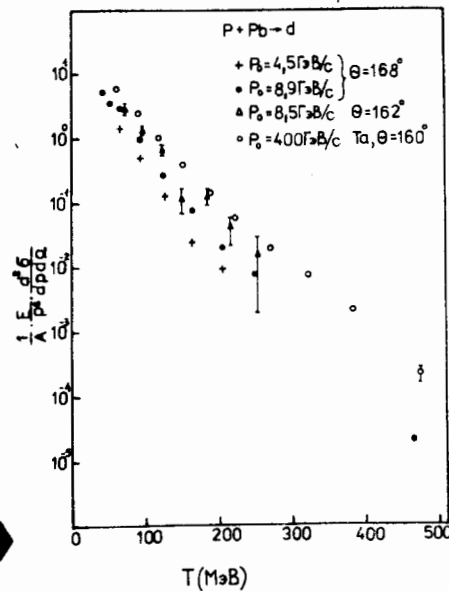


Рис. 4. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии. Дейтроны, $\theta = 168^\circ$.

где T - кинетическая энергия вторичной частицы /МэВ/, получаем, например, следующие значения параметров:

а/ Pb, протоны, $\theta = 90^\circ$, $P_0 = 8,9$ ГэВ/с,
 $T_{01} = 57 \pm 1,3, C_1 = 110 \pm 9$ для $P_c \leq 800$ МэВ/с,
 $T_{02} = 76 \pm 0,8, C_2 = 33 \pm 2$ для $P_c \geq 800$ МэВ/с,

б/ Та, протоны, $\theta = 90^\circ$, $P_0 = 400$ ГэВ/с^{5/},
 $T_{01} = 70 \pm 1,4, C_1 = 108 \pm 5$ для $P_c \leq 800$ МэВ/с,
 $T_{02} = 93 \pm 1,3, C_2 = 43 \pm 3$ для $P_c \geq 800$ МэВ/с.

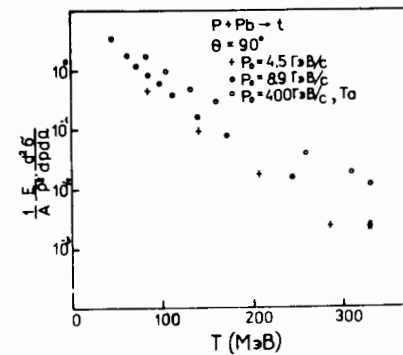


Рис. 5. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии. Тритий, $\theta = 90^\circ$.

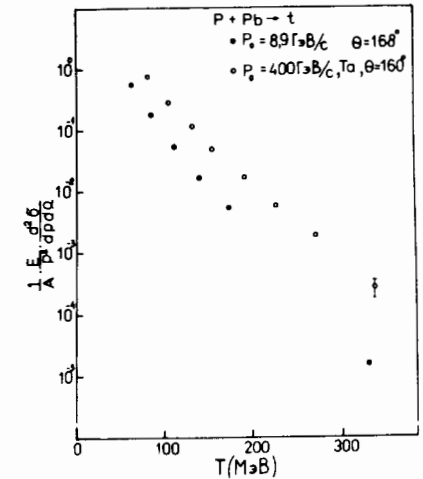


Рис. 6. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии. Тритий, $\theta = 168^\circ$.

Аналогичная ситуация имеет место и для других частиц и других углов наблюдения. Параметр T_0 для конкретной частицы мало меняется от ядра к ядру, по крайней мере, в интервале от Pb до C /подобие спектров/. Относительно угловой зависимости параметра T_0 можно, в первом приближении, сделать заключение о его линейной зависимости от $\cos \theta$. Ниже будет показано, что эти закономерности находят простое объяснение в описанном ранее^{12/} подходе, где инклюзивное сечение рождения частицы пропорционально кварк-партоновой структурной функции ядра^{12/}.

Приведенные на тех же рисунках данные по dPb-взаимодействию получены в предположении о независимом взаимодействии каждого из нуклонов в дейтроне с импульсом 4,45 ГэВ/с на нуклон и равны:

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} (NA) = \frac{1}{2} \frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} (dA).$$

Таблица 1. Рb

θ_c	P_c	P	d	t
90	400	29 ± 3	$10,8 \pm 0,9$	
	500	$13 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,1$
	600	$4,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,12$	$1,78 \pm 0,08$
	650	$3 \pm 0,1$	$2,27 \pm 0,09$	$1,21 \pm 0,06$
	700	$1,98 \pm 0,08$	$1,63 \pm 0,05$	$(8,5 \pm 0,3) 10^{-1}$
	750	$1,18 \pm 0,06$	$1,04 \pm 0,04$	$(5,93 \pm 0,2) 10^{-1}$
	800	$(6,3 \pm 0,5) 10^{-1}$	$(6,3 \pm 0,5) 10^{-1}$	$(3,8 \pm 0,15) 10^{-1}$
	900	$(2,87 \pm 0,09) 10^{-1}$	$(3,0 \pm 0,09) 10^{-1}$	$(1,66 \pm 0,07) 10^{-1}$
	1000	$(1,20 \pm 0,07) 10^{-1}$	$(1,4 \pm 0,11) 10^{-1}$	$(7,9 \pm 0,3) 10^{-1}$
	1200	$(1,61 \pm 0,08) 10^{-2}$	$(2,25 \pm 0,12) 10^{-2}$	$(1,6 \pm 0,07) 10^{-2}$
	1400	$(2,0 \pm 0,14) 10^{-3}$	$(3,3 \pm 0,26) 10^{-3}$	$(3,2 \pm 0,3) 10^{-3}$
120	500	$6,65 \pm 0,02$	$4,5 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,25$
	600	$2,02 \pm 0,08$	$1,67 \pm 0,07$	$1,13 \pm 0,05$
	700	$(6,1 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(6,2 \pm 0,3) 10^{-1}$	$(4,2 \pm 0,2) 10^{-1}$
	800	$(1,64 \pm 0,08) 10^{-1}$	$(2,09 \pm 0,08) 10^{-1}$	$(1,35 \pm 0,08) 10^{-1}$
	900	$(4,3 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(8 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(4,5 \pm 0,1) 10^{-2}$
154	500	$4,4 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,18$
	600	$1,17 \pm 0,05$	$1,10 \pm 0,07$	$(7,9 \pm 0,7) 10^{-1}$
	700	$(2,5 \pm 0,1) 10^{-1}$	$(3,3 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(2,2 \pm 0,2) 10^{-1}$
	800	$(3,9 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(6,3 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(4,3 \pm 0,3) 10^{-2}$
	900	$(1,3 \pm 0,04) 10^{-2}$	$(3,03 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(2 \pm 0,1) 10^{-2}$
162	500	$4,3 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,25$
	600	$1,21 \pm 0,05$	$(9,7 \pm 0,5) 10^{-1}$	$(6,2 \pm 0,5) 10^{-1}$
	700	$(2,3 \pm 0,1) 10^{-1}$	$(2,6 \pm 0,16) 10^{-1}$	$(1,8 \pm 0,1) 10^{-1}$
	800	$(4,6 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(7,2 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(6,0 \pm 0,4) 10^{-2}$
	900	$(1,09 \pm 0,035) 10^{-2}$	$(2,75 \pm 0,08) 10^{-2}$	$(1,85 \pm 0,07) 10^{-2}$

Таблица 1 /продолжение/ Рb

θ_c	P_c	P	d	t
168	300	32 ± 4		
	350	18 ± 1		
	400	$11 \pm 0,5$	$5,3 \pm 0,3$	
	450	$6,3 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,19$	
	500	$3,6 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,1$	
	600	$(9,6 \pm 0,3) 10^{-1}$	$(9,7 \pm 0,4) 10^{-1}$	$(5,8 \pm 0,3) 10^{-1}$
	700	$(2,0 \pm 0,07) 10^{-1}$	$(2,79 \pm 0,09) 10^{-1}$	$(1,9 \pm 0,3) 10^{-1}$
	800	$(3,8 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(7,7 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(5,5 \pm 0,3) 10^{-2}$
	900	$(10 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(2,11 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(1,75 \pm 0,08) 10^{-2}$
	1000	$(2,3 \pm 0,1) 10^{-3}$	$(7,8 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(5,6 \pm 0,3) 10^{-3}$
	1400	$(2 \pm 0,4) 10^{-6}$	$(1,7 \pm 0,12) 10^{-5}$	$(2,2 \pm 0,17) 10^{-5}$
180	300	$25 \pm 2,9$		
	400	$11 \pm 1,3$		
	500	$4,3 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,1$	
	600	$(9 \pm 0,6) 10^{-1}$	$(8,4 \pm 1,1) 10^{-1}$	$(5,8 \pm 0,3) 10^{-1}$
	700	$(2,1 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(2,5 \pm 0,14) 10^{-1}$	$(1,9 \pm 0,17) 10^{-1}$
	800	$(5,1 \pm 0,35) 10^{-2}$	$(1,01 \pm 0,06) 10^{-1}$	$(6,9 \pm 0,6) 10^{-2}$
	900	$(9,8 \pm 0,6) 10^{-3}$	$(2,5 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(1,6 \pm 0,12) 10^{-2}$
	1000	$(1,6 \pm 0,12) 10^{-3}$	$(7,5 \pm 0,45) 10^{-3}$	$(5,7 \pm 0,6) 10^{-3}$
	1200	$(3,6 \pm 0,6) 10^{-5}$	$(4,5 \pm 0,32) 10^{-4}$	$(3,9 \pm 0,4) 10^{-4}$
	1400	$(7 \pm 6,8) 10^{-7}$	$(1,3 \pm 0,4) 10^{-5}$	$(2 \pm 0,5) 10^{-5}$

Таблица 2. АІ

θ_c	P_c	p	d	t
90	500	$7,7 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,18$	$(4,3 \pm 1,1) 10^{-1}$
	600	$3,15 \pm 0,11$	$(9,7 \pm 0,5) 10^{-1}$	$(2,1 \pm 0,2) 10^{-1}$
	700	$1,13 \pm 0,05$	$(5 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(1,18 \pm 0,07) 10^{-1}$
	800	$(3,6 \pm 0,15) 10^{-1}$	$(2,2 \pm 0,09) 10^{-1}$	$(5,2 \pm 0,2) 10^{-2}$
	900	$(1,53 \pm 0,05) 10^{-1}$	$(9,8 \pm 0,4) 10^{-2}$	$(2,2 \pm 0,2) 10^{-2}$
	1000	$(6 \pm 0,27) 10^{-2}$	$(3,8 \pm 0,12) 10^{-2}$	$(1,13 \pm 0,05) 10^{-2}$
	1200	$(7,2 \pm 0,23) 10^{-3}$	$(6,3 \pm 0,25) 10^{-3}$	$(2,4 \pm 0,1) 10^{-3}$
1400	$(8 \pm 1) 10^{-4}$	$(7,7 \pm 1) 10^{-4}$	$(4,3 \pm 0,4) 10^{-4}$	
120	500	$3,6 \pm 0,14$	$(9,4 \pm 0,5) 10^{-1}$	$(2,2 \pm 0,6) 10^{-1}$
	600	$1,07 \pm 0,06$	$(4,5 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(1,37 \pm 0,09) 10^{-1}$
	700	$(2,7 \pm 0,1) 10^{-1}$	$(1,5 \pm 0,1) 10^{-1}$	$(5,2 \pm 0,6) 10^{-2}$
	800	$(6,8 \pm 0,4) 10^{-2}$	$(5,6 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(1,7 \pm 0,1) 10^{-2}$
	900	$(1,9 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(1,87 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(5,7 \pm 0,5) 10^{-3}$
154	500	$2,2 \pm 0,1$	$(7,1 \pm 0,7) 10^{-1}$	$(1,4 \pm 0,4) 10^{-1}$
	600	$(6 \pm 0,3) 10^{-1}$	$(2,4 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(9,7 \pm 1,6) 10^{-2}$
	700	$(1,26 \pm 0,07) 10^{-1}$	$(6,4 \pm 0,6) 10^{-2}$	$(2,7 \pm 0,5) 10^{-2}$
	900	$(6,3 \pm 0,2) 10^{-3}$	$(7,7 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(2 \pm 0,25) 10^{-3}$
162	500	$2,08 \pm 0,08$	$(7,4 \pm 0,6) 10^{-1}$	$(1,9 \pm 0,7) 10^{-1}$
	600	$(6,2 \pm 0,3) 10^{-1}$	$(2,2 \pm 0,16) 10^{-1}$	$(8 \pm 1,4) 10^{-2}$
	700	$(1,33 \pm 0,05) 10^{-1}$	$(7,1 \pm 0,4) 10^{-2}$	$(2,7 \pm 0,3) 10^{-2}$
	900	$(5 \pm 0,2) 10^{-3}$	$(7,4 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(2,3 \pm 0,25) 10^{-3}$
168	300	14 ± 2		
	350	$9 \pm 0,6$		
	400	$5,7 \pm 0,3$		
	450	$3,4 \pm 0,15$	$1,19 \pm 0,06$	
	500	$2,04 \pm 0,08$	$(7,6 \pm 0,3) 10^{-1}$	

Таблица 2 /продолжение/. АІ

	600	$(5,4 \pm 0,19) 10^{-1}$	$(2,43 \pm 0,09) 10^{-1}$	$(7,3 \pm 0,3) 10^{-2}$
	700	$(1,22 \pm 0,04) 10^{-1}$	$(7,7 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(2,5 \pm 0,2) 10^{-2}$
	900	$(4,4 \pm 0,17) 10^{-3}$	$(6,1 \pm 0,2) 10^{-3}$	$(1,9 \pm 0,1) 10^{-3}$
	1400	$(1 \pm 0,16) 10^{-6}$	$(2,7 \pm 0,24) 10^{-6}$	$(1,5 \pm 0,25) 10^{-6}$
180	300	14 ± 3		
	500	$2,3 \pm 0,15$	$(8 \pm 0,6) 10^{-1}$	$(1,5 \pm 0,05) 10^{-1}$
	600	$(5,2 \pm 0,3) 10^{-1}$	$(2,6 \pm 0,6) 10^{-1}$	$(6,1 \pm 0,6) 10^{-2}$
	700	$(1,16 \pm 0,2) 10^{-1}$	$(7 \pm 0,65) 10^{-2}$	$(2 \pm 0,35) 10^{-2}$
	800	$(2,5 \pm 0,15) 10^{-2}$	$(2,9 \pm 0,15) 10^{-2}$	$(7 \pm 1,4) 10^{-3}$
	900	$(4,3 \pm 0,23) 10^{-3}$	$(6,8 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(1,8 \pm 0,4) 10^{-3}$
	1000	$(5,5 \pm 2,1) 10^{-4}$	$(1,7 \pm 0,25) 10^{-4}$	

Таблица 3. Сп

θ_c	P_c	p	d	t
180	300	19 ± 4		
	400	$7,7 \pm 1,3$		
	500	$3,5 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,16$	
	600	$(7,3 \pm 0,6) 10^{-1}$	$(4,7 \pm 0,5) 10^{-1}$	
	700	$(1,9 \pm 0,16) 10^{-1}$	$(1,8 \pm 0,12) 10^{-1}$	$(6,8 \pm 0,7) 10^{-2}$
	800	$(4 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(5,3 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(2,1 \pm 0,18) 10^{-2}$
	900	$(7,1 \pm 0,6) 10^{-3}$	$(1,7 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(7,4 \pm 0,6) 10^{-3}$
	1000	$(1,2 \pm 0,12) 10^{-3}$	$(4,4 \pm 0,17) 10^{-3}$	$(1,9 \pm 0,2) 10^{-3}$
	1200	$(3,5 \pm 0,4) 10^{-5}$	$(2,8 \pm 0,19) 10^{-4}$	$(1,6 \pm 0,18) 10^{-4}$

Таблица 4. С

θ_c	P_c	p	d	t
180	500	$1,1 \pm 0,1$	$(2,2 \pm 0,2)10^{-1}$	
	600	$(3,3 \pm 0,3)10^{-1}$	$(1,2 \pm 0,27)10^{-1}$	
	700	$(6,8 \pm 0,6)10^{-2}$	$(2,7 \pm 0,2)10^{-2}$	$(5,7 \pm 0,9)10^{-3}$
	800	$(1,3 \pm 0,4)10^{-2}$	$(7,1 \pm 1,7)10^{-3}$	
	900	$(1,8 \pm 0,15)10^{-3}$	$(1,9 \pm 0,11)10^{-3}$	$(5,2 \pm 1)10^{-4}$
	1000	$(2 \pm 0,9)10^{-4}$	$(6,8 \pm 1,9)10^{-4}$	

Таблица 5. ${}^6\text{Li}$

θ_c	P_c	p	d	t
90	500	$3,9 \pm 0,3$	$(7,2 \pm 0,5)10^{-1}$	$(1,1 \pm 0,35)10^{-1}$
	600	$1,35 \pm 0,06$	$(2,6 \pm 0,08)10^{-1}$	$(6,5 \pm 0,8)10^{-2}$
	700	$(4,6 \pm 0,2)10^{-1}$	$(9,9 \pm 0,35)10^{-2}$	$(2,2 \pm 0,19)10^{-2}$
I04	700	$(1,4 \pm 0,06)10^{-1}$	$(3,3 \pm 0,5)10^{-2}$	
I20	500	$1,16 \pm 0,05$	$(2,2 \pm 0,19)10^{-1}$	$(5,9 \pm 2)10^{-2}$
	600	$(3,1 \pm 0,12)10^{-1}$	$(5 \pm 0,3)10^{-2}$	$(1,7 \pm 0,3)10^{-2}$
	700	$(6,9 \pm 0,26)10^{-2}$	$(1,1 \pm 0,13)10^{-2}$	$(4,3 \pm 1,7)10^{-3}$
I38	700	$(2,8 \pm 0,15)10^{-2}$	$(4,8 \pm 1,1)10^{-3}$	
I54	700	$(2,5 \pm 0,15)10^{-2}$	$(3,3 \pm 1)10^{-3}$	
I62	700	$(2,2 \pm 0,09)10^{-2}$	$(5,4 \pm 1,6)10^{-3}$	
I80	700	$(1,9 \pm 0,21)10^{-2}$	$(4,3 \pm 2,2)10^{-3}$	

Таблица 6. /dPb-взаимодействие/

θ_c	P_c	p	d	t
90	500	22 ± 1	$8,8 \pm 0,4$	
	600	$8,8 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,25$	
	700	$3,1 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,1$	$(9,1 \pm 0,3)10^{-1}$
	800	$1,1 \pm 0,05$	$(8,6 \pm 0,35)10^{-1}$	$(4,4 \pm 0,5)10^{-1}$
	900	$(4,5 \pm 0,2)10^{-1}$	$(3,6 \pm 0,2)10^{-1}$	$(1,9 \pm 0,1)10^{-1}$
	1100	$(6,8 \pm 0,4)10^{-2}$	$(6,9 \pm 0,3)10^{-2}$	$(3,6 \pm 0,2)10^{-2}$
	1300	$(8,2 \pm 0,5)10^{-3}$	$(1 \pm 0,11)10^{-2}$	$(4,8 \pm 0,3)10^{-3}$
I20	500	$9,5 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,25$	
	600	$3,2 \pm 0,18$	$2,2 \pm 0,1$	
	700	$(9,1 \pm 0,3)10^{-1}$	$(9 \pm 0,4)10^{-1}$	
	800	$(2,4 \pm 0,1)10^{-1}$	$(2,9 \pm 0,15)10^{-1}$	
I68	500	$5,3 \pm 0,3$	$2,8 \pm 0,15$	
	600	$1,44 \pm 0,06$	$1 \pm 0,05$	
	700	$(2,46 \pm 0,07)10^{-1}$	$(2,6 \pm 0,12)10^{-1}$	
	800	$(4,6 \pm 0,2)10^{-2}$	$(5,1 \pm 0,25)10^{-2}$	
	900	$(1,3 \pm 0,15)10^{-2}$	$(1,9 \pm 0,2)10^{-2}$	

Таблица 7. $P_c = 500$ Рб

θ_c	p	d
90	$13 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,4$
I20	$6,6 \pm 0,2$	$4,5 \pm 0,2$
I45	$4,8 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,18$
I50	$4,6 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,15$
I54	$4,4 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$
I55	$4,3 \pm 0,2$	$3,15 \pm 0,14$
I60	$4,1 \pm 0,18$	$3,2 \pm 0,16$
I62	$4,3 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$
I65	$3,7 \pm 0,16$	$2,9 \pm 0,14$
I68	$3,6 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,1$
I70	$3,6 \pm 0,16$	$2,8 \pm 0,12$
I72	$3,7 \pm 0,16$	$2,9 \pm 0,13$
I73	$3,6 \pm 0,16$	$2,7 \pm 0,12$
I74	$3,6 \pm 0,16$	$2,6 \pm 0,13$
I75	$3,8 \pm 0,17$	$2,9 \pm 0,14$
I76	$4 \pm 0,18$	$2,8 \pm 0,14$
I77	$4,1 \pm 0,19$	$2,9 \pm 0,14$
I78	$4,3 \pm 0,19$	$3,0 \pm 0,14$
I79	$4,4 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,14$
I80	$4,3 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,1$

Таблица 8. $P_c = 900$ Рб

θ_c	p	d	t
90	$(2,87 \pm 0,07) 10^{-1}$	$(3 \pm 0,1) 10^{-1}$	$(1,66 \pm 0,07) 10^{-1}$
96	$(1,8 \pm 0,03) 10^{-1}$	$(2,4 \pm 0,09) 10^{-1}$	$(1,25 \pm 0,04) 10^{-1}$
I04	$(1,06 \pm 0,03) 10^{-1}$	$(1,59 \pm 0,05) 10^{-1}$	$(8,5 \pm 0,27) 10^{-2}$
I10	$(7,44 \pm 0,27) 10^{-2}$	$(1,15 \pm 0,04) 10^{-1}$	$(7 \pm 0,46) 10^{-2}$
I12	$(6,6 \pm 0,25) 10^{-2}$	$(1,1 \pm 0,03) 10^{-1}$	$(6,5 \pm 0,26) 10^{-2}$
I13	$(5,6 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(9,7 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(5,5 \pm 0,16) 10^{-2}$
I17	$(5 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(9,1 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(5,6 \pm 0,3) 10^{-2}$
I20	$(4,3 \pm 0,15) 10^{-2}$	$(8 \pm 0,5) 10^{-2}$	$(4,5 \pm 0,14) 10^{-2}$
I23	$(3,6 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(6,9 \pm 0,3) 10^{-2}$	$(4,1 \pm 0,2) 10^{-2}$
I30	$(2,4 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(4,9 \pm 0,13) 10^{-2}$	$(3,2 \pm 0,14) 10^{-2}$
I38	$(1,9 \pm 0,06) 10^{-2}$	$(3,9 \pm 0,12) 10^{-2}$	$(2,5 \pm 0,13) 10^{-2}$
I45	$(1,56 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(3,3 \pm 0,16) 10^{-2}$	$(2 \pm 0,16) 10^{-2}$
I54	$(1,3 \pm 0,04) 10^{-2}$	$(3 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(2 \pm 0,1) 10^{-2}$
I62	$(1,09 \pm 0,035) 10^{-2}$	$(2,75 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(1,85 \pm 0,07) 10^{-2}$
I65	$(9,5 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(2,49 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(1,79 \pm 0,08) 10^{-2}$
I70	$(8,4 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(2,21 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(1,59 \pm 0,07) 10^{-2}$
I72	$(6,8 \pm 0,8) 10^{-3}$	$(2,42 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(1,8 \pm 0,1) 10^{-2}$
I75	$(9,4 \pm 0,7) 10^{-3}$	$(2,6 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(1,8 \pm 0,14) 10^{-2}$
I80	$(9,8 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(2,54 \pm 0,08) 10^{-2}$	$(1,64 \pm 0,07) 10^{-2}$

Таблица 9. $P_c = 900$ Аг

θ_c	P	d	t
90	$(1,53 \pm 0,045) 10^{-1}$	$(9,6 \pm 0,4) 10^{-2}$	$(2,2 \pm 0,2) 10^{-2}$
96	$(1,01 \pm 0,04) 10^{-1}$	$(7,1 \pm 0,4) 10^{-2}$	$(1,7 \pm 0,06) 10^{-2}$
104	$(5,2 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(4,3 \pm 0,15) 10^{-2}$	$(1,15 \pm 0,09) 10^{-2}$
110	$(3,3 \pm 0,1) 10^{-2}$	$(2,8 \pm 0,14) 10^{-2}$	$(7,3 \pm 0,9) 10^{-3}$
112	$(2,87 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(2,7 \pm 0,12) 10^{-2}$	$(7,6 \pm 0,9) 10^{-3}$
113	$(2,5 \pm 0,06) 10^{-2}$	$(2,36 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(6,8 \pm 0,4) 10^{-3}$
117	$(2,1 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(2 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(6,3 \pm 0,7) 10^{-3}$
120	$(1,9 \pm 0,06) 10^{-2}$	$(1,9 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(5,7 \pm 0,5) 10^{-3}$
123	$(1,61 \pm 0,05) 10^{-2}$	$(1,59 \pm 0,07) 10^{-2}$	$(4,1 \pm 0,5) 10^{-3}$
130	$(1,04 \pm 0,04) 10^{-2}$	$(1,13 \pm 0,05) 10^{-2}$	$(3,5 \pm 0,4) 10^{-3}$
138	$(8 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(1,01 \pm 0,05) 10^{-2}$	$(2,5 \pm 0,3) 10^{-3}$
145	$(6,1 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(7,8 \pm 0,5) 10^{-3}$	$(2,6 \pm 0,4) 10^{-3}$
154	$(6,3 \pm 0,2) 10^{-3}$	$(7,7 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(2 \pm 0,25) 10^{-3}$
162	$(5 \pm 0,18) 10^{-3}$	$(7,4 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(2,3 \pm 0,25) 10^{-3}$
165	$(4,7 \pm 0,2) 10^{-3}$	$(6,3 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(2,4 \pm 0,25) 10^{-3}$
170	$(3,6 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(6,4 \pm 0,6) 10^{-3}$	$(2,2 \pm 0,4) 10^{-3}$
180	$(4,4 \pm 0,26) 10^{-3}$	$(6,8 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(1,8 \pm 0,4) 10^{-3}$

Таблица 10. Cu $P_c = 900$

θ_c	P	d	t
90	$(2,25 \pm 0,08) 10^{-1}$	$(1,8 \pm 0,06) 10^{-1}$	$(5,4 \pm 0,38) 10^{-2}$
113	$(4,1 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(5,6 \pm 0,2) 10^{-2}$	$(2 \pm 0,17) 10^{-2}$
123	$(2,3 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(3,2 \pm 0,13) 10^{-2}$	$(1,1 \pm 0,1) 10^{-2}$
170	$(6 \pm 0,4) 10^{-3}$	$(1,3 \pm 0,04) 10^{-2}$	$(5,1 \pm 0,2) 10^{-3}$
180	$(7 \pm 0,5) 10^{-3}$	$(1,4 \pm 0,09) 10^{-2}$	$(5,7 \pm 0,8) 10^{-3}$

Таблица 11. $P_c = 700$ /дРв-взаимодействие/

θ_c	P	d	$t \times 10^{-1}$
90	$3,07 \pm 0,09$	$2,16 \pm 0,07$	$9,1 \pm 0,27$
92	$2,8 \pm 0,08$	$2,03 \pm 0,07$	$8,77 \pm 0,3$
94	$2,44 \pm 0,07$	$1,86 \pm 0,06$	$8,08 \pm 0,25$
96	$2,41 \pm 0,07$	$1,84 \pm 0,05$	$8 \pm 0,25$
98	$2,14 \pm 0,06$	$1,66 \pm 0,05$	$7,59 \pm 0,23$
100	$1,91 \pm 0,06$	$1,55 \pm 0,05$	$6,89 \pm 0,22$
102	$1,76 \pm 0,05$	$1,48 \pm 0,045$	$6,5 \pm 0,2$
104	$1,67 \pm 0,06$	$1,40 \pm 0,05$	$6,4 \pm 0,2$
106	$1,59 \pm 0,05$	$1,45 \pm 0,05$	$6,7 \pm 0,21$
108	$1,5 \pm 0,05$	$1,38 \pm 0,045$	$6,8 \pm 0,2$
110	$1,44 \pm 0,05$	$1,33 \pm 0,04$	$6,6 \pm 0,2$
112	$1,31 \pm 0,04$	$1,27 \pm 0,04$	$6,3 \pm 0,2$
114	$1,24 \pm 0,04$	$1,18 \pm 0,04$	$6,1 \pm 0,2$
116	$1,14 \pm 0,035$	$1,11 \pm 0,04$	$5,5 \pm 0,17$
118	$(9,9 \pm 0,35) 10^{-1}$	$(9,8 \pm 0,32) 10^{-1}$	$5,1 \pm 0,16$
120	$(9,1 \pm 0,3)$	$(9 \pm 0,3)$	$4,65 \pm 0,15$
122	$(8,1 \pm 0,25)$	$(8,4 \pm 0,26)$	$4,3 \pm 0,14$
124	$(7,6 \pm 0,24)$	$(7,7 \pm 0,25)$	$4,1 \pm 0,13$
126	$(7,7 \pm 0,24)$	$(8 \pm 0,24)$	$4,2 \pm 0,13$
128	$(6,5 \pm 0,2)$	$(7 \pm 0,22)$	$3,7 \pm 0,12$
130	$(6,3 \pm 0,2)$	$(6,7 \pm 0,2)$	$3,7 \pm 0,12$
132	$(5,2 \pm 0,17)$	$(5,8 \pm 0,18)$	$3,4 \pm 0,12$
134	$(4,6 \pm 0,15)$	$(5,6 \pm 0,18)$	$3 \pm 0,1$
136	$(5 \pm 0,16)$	$(5,5 \pm 0,16)$	$3,1 \pm 0,1$
138	$(4,4 \pm 0,14)$	$(4,9 \pm 0,15)$	$(2,8 \pm 0,09)$
140	$(4,3 \pm 0,13)$	$(5,1 \pm 0,16)$	$(2,6 \pm 0,08)$
142	$(4 \pm 0,12)$	$(4,5 \pm 0,14)$	$(2,3 \pm 0,07)$

Таблица 11. $P_c = 700$ /продолжение/

θ_c	ρ	d	t
I44	$(3,7 \pm 0, II) 10^{-I}$	$(4, I \pm 0, I2) 10^{-I}$	$(2, 2 \pm 0, 07) 10^{-I}$
I46	$(3, 7 \pm 0, I2)$	$(4 \pm 0, I2)$	$(2, 2 \pm 0, 07)$
I48	$(3, 7 \pm 0, I2)$	$(4, I \pm 0, I2)$	$(2, 3 \pm 0, 08)$
I50	$(3, 6 \pm 0, I2)$	$(4, I \pm 0, I2)$	$(2, 2 \pm 0, 07)$
I52	$(3, 3 \pm 0, II)$	$(3, 7 \pm 0, I2)$	$(2, I \pm 0, 07)$
I56	$(3, 3 \pm 0, II)$	$(3, 7 \pm 0, I2)$	$(2, I \pm 0, 07)$
I58	$(3, 2 \pm 0, II)$	$(3, 6 \pm 0, I2)$	$(2, I \pm 0, 07)$
I60	$(2, 6 \pm 0, 09)$	$(3 \pm 0, II)$	$(I, 8 \pm 0, 06)$
I62	$(3 \pm 0, 09)$	$(3, \pm 0, I)$	$(I, 8 \pm 0, 06)$
I64	$(3, I \pm 0, 09)$	$(3, I5 \pm 0, 09)$	$(I, 85 \pm 0, 06)$
I66	$(2, 6 \pm 0, 08)$	$(2, 9 \pm 0, 09)$	$(I, 6 \pm 0, 06)$
I68	$(2, 5 \pm 0, 08)$	$(2, 6 \pm 0, 09)$	$(I, 5 \pm 0, 06)$
I70	$(2, 4 \pm 0, 08)$	$(2, 5 \pm 0, 08)$	$(I, 4 \pm 0, 05)$
I72	$(2, 7 \pm 0, 08)$	$(2, 4 \pm 0, 08)$	$(I, 28 \pm 0, 05)$
I74	$(2, 3 \pm 0, 08)$	$(2, 3 \pm 0, 07)$	$(I, 26 \pm 0, 05)$
I76	$(2, 5 \pm 0, 08)$	$(2, 5 \pm 0, 07)$	$(I, 2 \pm 0, 04)$
I77	$(2, 2 \pm 0, 07)$	$(2, 3 \pm 0, 07)$	$(I, 2 \pm 0, 04)$
I78	$(2, I \pm 0, 06)$	$(2 \pm 0, 07)$	$(I, I \pm 0, 04)$
I80	$(2, 2 \pm 0, 07)$	$(2, 2 \pm 0, 07)$	$(I, I3 \pm 0, 04)$

Таблица 12. $P_c = 800, \theta = 180^\circ$

A	ρ	d	t
C	$0, I6 \pm 0, 048$	$0, 08 \pm 0, 02$	
Al	$0, 64 \pm 0, 04$	$0, 78 \pm 0, 0I8$	$0, 2 \pm 0, 047$
Cu	$2, 5 \pm 0, 04$	$3, 28 \pm 0, 07$	$I, 28 \pm 0, 06$
^{144}Sm	$8, 3 \pm 0, 36$	$I2, 7 \pm 0, 5$	$7, 2 \pm 0, 8$
^{154}Sm	$7, 9 \pm 0, 38$	$I4, 3 \pm 0, 6$	$8, 8 \pm 0, 97$
^{182}W	$I0, 8 \pm 0, 47$	$20 \pm 0, 8$	$I3 \pm I, 4$
^{186}W	$9, 8 \pm 0, 4$	$I7, 6 \pm 0, 8$	$I2 \pm I, 2$
Pb	$II, 2 \pm 0, I7$	$20 \pm I$	$I3 \pm 0, 6$
U	$II, 9 \pm 0, 7$	$22 \pm I, 3$	$I6 \pm 2$

Таблица 13. $P_c = 500, \theta = 180^\circ$

A	ρ	d
^6Li	$2, 67 \pm 0, 06$	$0, 2I9 \pm 0, 055$
^7Li	$3, 32 \pm 0, 07$	$0, 384 \pm 0, 064$
Be	$6 \pm 0, I2$	$0, 99 \pm 0, II$
C	$I2, 8 \pm 0, 27$	$2, 7 \pm 0, I8$
Al	64 ± 2	$24 \pm I, 6$
Si	$6I \pm I, 3$	$I8 \pm 0, 9$
^{54}Fe	$I88 \pm 4, 7$	$80 \pm 4, 2$
^{56}Fe	$I78 \pm 4, 2$	$79 \pm 2, 9$
^{58}Fe	$I78 \pm 4, 2$	$90 \pm 3, 3$
^{58}Ni	$203 \pm 5, 4$	$96 \pm 3, 8$
^{61}Ni	$206 \pm 5, I$	$I03 \pm 4, I$
^{64}Ni	$209 \pm 5, 2$	$I0I \pm 3, 9$
Cu	$220 \pm 5, 6$	$I04 \pm 4, 3$
^{64}Zn	$229 \pm 5, 9$	$I07 \pm 5, 4$
^{112}Sn	$456 \pm I4$	275 ± 9
^{118}Sn	$463 \pm I0$	$295 \pm I0$
^{124}Sn	429 ± 9	$30I \pm 9$
^{144}Sm	$634 \pm 2I$	$398 \pm I6$
^{154}Sm	$6I0 \pm I7$	$362 \pm I4$
^{182}W	$794 \pm I8$	$530 \pm I3$
^{186}W	$784 \pm I8$	$566 \pm I5$
Pb	$9I5 \pm 24$	$639 \pm I6$
U	986 ± 49	822 ± 40

В. Угловая зависимость

Данные измерений угловой зависимости содержатся в табл. 5, 7-10 / рА-взаимодействие/ и в табл. 11 / dPb -взаимодействие/. Угловая зависимость для ядер Al и Pb при импульсе 900 МэВ/с показывает /см. табл. 8,9/, что в интервале углов наблюдения 90°-180° инвариантные сечения рождения кумулятивных частиц / p, d, t / не описываются линейной зависимостью от $\cos\theta$. Как будет показано ниже, этот факт отражает влияние зависимости инклюзивных сечений не только от кумулятивного числа, но и от поперечной составляющей импульса инклюзивной частицы.

В интервале углов $\theta = 150^\circ \div 180^\circ$ сечение имеет нерегулярный характер. В работе /9/ сделана попытка объяснить этот эффект для фрагментации тяжелого ядра. Однако из приведенных данных видно, что аномалия в угловой зависимости для протонов и дейтронов наблюдается и для фрагментации ядра ${}^6\text{Li}$ /табл.5/.

Подробная угловая зависимость для протонов и дейтронов с импульсом 500 МэВ/с вблизи $\theta = 180^\circ$ (Pb) также нерегулярна и имеет тенденцию к возрастанию по мере увеличения угла. Наиболее отчетливо это наблюдается для протонов. Поведение угловой зависимости сечений в dPb-взаимодействии также носит нерегулярный характер.

С. А-зависимость

Зависимость инклюзивного поперечного сечения кумулятивных частиц от атомного веса ядра-мишени является одним из наиболее ярких свидетельств локальной природы кумулятивного процесса. впервые усиленная А-зависимость была обнаружена в исследованиях по кумулятивному мезонообразованию на ядрах /10/, где было установлено, что

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \sim A^n \quad (n = 1),$$

в отличие от традиционной зависимости типа $A^{2/3}$. характеризующей процессы взаимодействия адронов с ядрами. Дальнейшие исследования /3, 11/ по наблюдению вторичных протонов, дейтронов и трития выявили усиленную А-зависимость, где показатель степени n существенно превысил единицу. Напомним, что в этих работах показатель степени n находился по большому числу ядер-мишеней /см. табл. 12, 13 данной работы/, включая мишени из разделенных изотопов, и было установлено, что параметризация типа

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \sim Z^n, \quad \text{где } Z - \text{заряд ядра, носит более регулярный характер.}$$

В этом случае показатель степени n несколько больше, чем в параметризации типа A^n . В исследованиях кумулятивного рождения протонов на изотопах ядер было установлено, что инклюзивное сечение рождения протонов не зависит от нейтронного избытка фрагментирующего ядра-протона. Этот факт проиллюстрирован рис. 7.

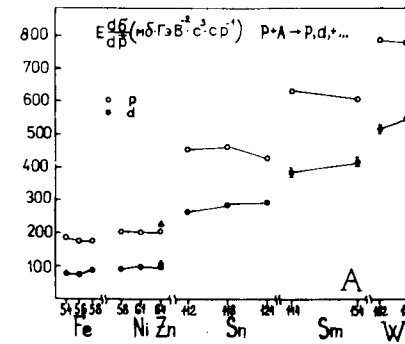


Рис. 7. Инвариантное сечение для протонов и дейтронов с импульсом 500 МэВ/с в функции нейтронного избытка в ядрах. Символы / Δ и ▲ / относятся к ядру ${}^{64}\text{Zn}$.

Принимая во внимание объемный характер А-зависимости, можно, хотя и в довольно грубом предположении, описать результаты по А-зависимости, представленные в табл. 12 и 13, пользуясь аппроксимацией вида

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \sim (r_0 \cdot A^{1/3} - \rho)^3,$$

где $r_0 \cdot A^{1/3}$ - радиус ядра. Тогда величина ρ может быть связана с размерами области эмиссии кумулятивных частиц. Вводя параметр $\xi = (\rho / r_0)$, можно найти, что отношение сечений на нуклон равно:

$$\frac{E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(A) \cdot A_{Pb}}{A \cdot E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(A_{Pb})} = \left[\frac{1 - \xi / A^{1/3}}{1 - \xi / A_{Pb}^{1/3}} \right]^3.$$

Из экспериментальных данных можно определить значение ξ для эмиссии различных частиц. На рис. 8 представлена такая аппроксимация. Наблюдается корреляция величин параметра ξ с массой кумулятивной частицы. Значение параметра ξ для π -мезонов равно $0,3 \div 0,4$. Асимптотический режим А-зависимости для π -мезонов / n ~ 1/ наступает уже при $A = 20 \div 30$, в то время как для протонов выход на асимптотику начинается с $A \geq 100$. Это различие в поведении частиц хорошо описывается введенным геометрическим фактором, характеризуемым одним параметром "нелокальности" ξ .

Показатель степени n в А-зависимости равен

$$n = \frac{\ln \left[E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(A_1) / E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(A_2) \right]}{\ln(A_1 / A_2)},$$

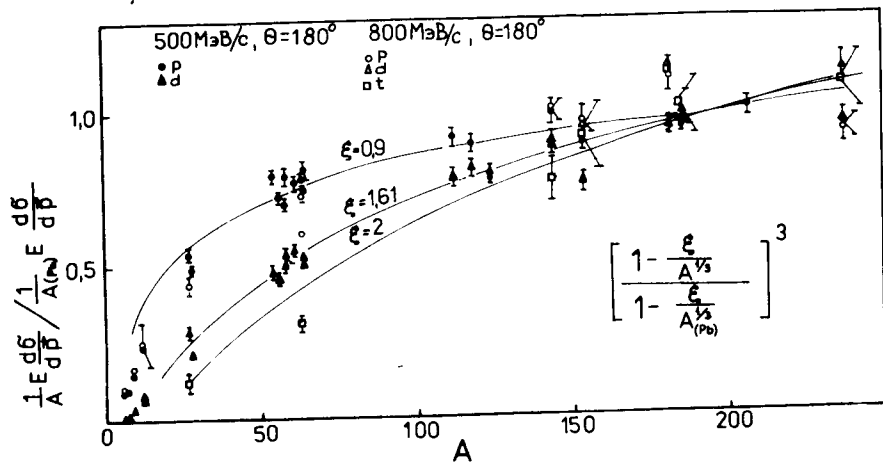


Рис. 8. А-зависимость инвариантных сечений протонов, дейтронов и трития /табл. 12, 13/, отнесенных к атомному весу соответствующего фрагментирующего ядра и деленных на такую же величину для ядра Рb. Пояснения даны в тексте.

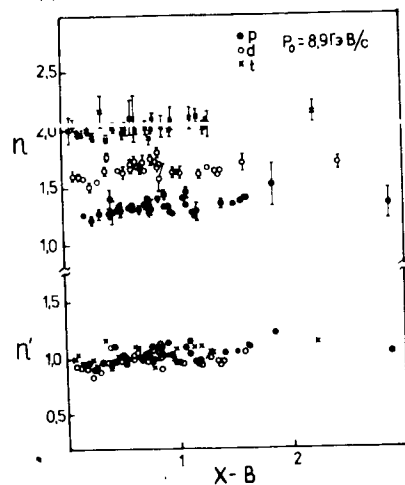


Рис. 9. А-зависимость инвариантных сечений в функции масштабной переменной по данным табл. 1 и 2. Значения n и n' определены в тексте.

где в качестве ядер A_1 и A_2 можно взять Рb и Al соответственно. Используя найденные нами значения ξ /рис.8/, определим показатель степени в А-зависимости выражением

с учетом поправки на "нелокальность" и конечный размер ядер:

$$n' = \frac{\ln[(E \frac{d\sigma}{dp}(A_1)/E \frac{d\sigma}{dp}(A_2)) (\frac{1 - \xi/A_2^{1/3}}{1 - \xi/A_1^{1/3}})^3]}{\ln(A_1/A_2)} \quad /6/$$

Кубический член в /6/ дает отрицательную константу, равную соответственно 0,19, 0,67 и 1 для протонов, дейтронов и трития.

На рис. 9 показано поведение величин n и n' в функции X-B, где X - масштабная переменная /кумулятивное число/^{1/2}, B - барионный заряд фрагмента / p, d, t /. Экспериментальные точки на рис. 9 представляют углы наблюдения 90°, 120°, 154°, 162°, 168°, 180° в соответствующих импульсных интервалах /табл. 1,2/.

АНАЛИЗ ДАННЫХ

Полученные в работе инвариантные величины сечений анализируются в инвариантных переменных: квадрат поперечного импульса P_{\perp}^2 инклюзивной частицы и масштабная переменная X. Масштабная переменная X с учетом массовых поправок в инклюзивной реакции

$$I + II \rightarrow 1 + \dots$$

определяется выражением ^{1/2}:

$$X = \frac{(p_I \cdot p_{II}) + M_I \cdot m_2 + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2}}{(p_I \cdot p_{II}) - M_I \cdot M_{II} - (p_{II} \cdot p_I) - M_{II} m_2}$$

где p_I, p_{II} - 4-импульсы /на единицу атомной массы ядер I и II/ и M_I, M_{II} - массы нуклонов.

Значения m_1 определены в следующей таблице / m_N - масса нуклона/:

инклюзивная частица	m_1	m_2
p	M_N	$-M_N$
d	$2M_N$	$-2M_N$
t	$3M_N$	$-3M_N$

Поскольку речь идет о наблюдении ядерных фрагментов / p, d, t /, для нулевого импульса которых переменная $X=B$, где B является числом барионов в составе фрагмента, можно сказать, что при этих условиях фрагмент существует в ядре с единичной вероятностью. Поэтому для описания рождения фрагментов при конечной энергии целесообразно ввести переменную X-B.

Имея в распоряжении данные для различных значений поперечных импульсов исследуемых частиц, можно, как это сделано в ^{1/2}, найти зависимость сечений от P_{\perp}^2 . Такая функция находится из отношения сечений при фиксированном X и при различных значениях P_{\perp}^2 :

$$\phi(p^2) = \frac{E \frac{d\sigma}{dp}(X, p^2)}{E \frac{d\sigma}{dp}(X, 0)}$$

Рис. 10 иллюстрирует полученное из экспериментальных данных поведение функции $\phi(p_1^2)$ для различных интервалов $X-B$ /кривые проведены через экспериментальные точки от руки/. Как видно из рисунка, зависимость $\phi(p_1^2)$ имеет сложный характер /существует зависимость от X , т.е. не имеет места факторизация сечения в произведении функций от X и p_1^2 /. Такое же поведение характерно и для других частиц / d, t /. Однако можно заметить, что с ростом X кривые приближаются к пионной кривой^{12/}. Функция $\phi(p_1^2)$ определяет отмеченную выше зависимость инклюзивных сечений от $\cos\theta$, поскольку наряду с зависимостью от X /кумулятивно-го числа/ имеется зависимость от поперечного импульса. Это приводит к уменьшению сечений в зависимости от $\cos\theta$ при $\theta = 90^\circ$.

На рис. 10 кривые 1 и 2 отвечают параметризациям функции $\phi(p_1^2)$ из работ^{12/} и^{13/}. Пользуясь последней, можно привести данные для различных углов наблюдения к данным угла наблюдения 180° . Результат иллюстрируется рис. 11, где в функции $X-B$ представлены инклюзивные сечения рождения протонов, дейтронов, трития /фрагментирующее ядро Pb , $P_0 = 8,9$ ГэВ/с/ и данные для тех же частиц /фрагментирующее ядро Ta , энергия первичных протонов 400 ГэВ/.

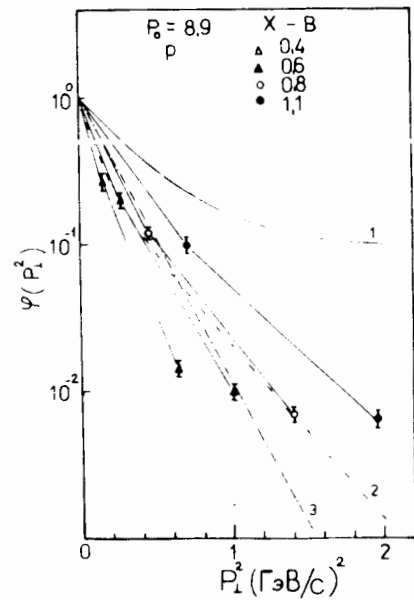


Рис. 10. Зависимость функции $\phi(p_1^2)$ от p_1^2 для протонов, Pb . Сплошные линии соединяют экспериментальные точки. Кривые 1 и 2 - аппроксимации $\phi(p_1^2)$ из работ^{12,13/}.

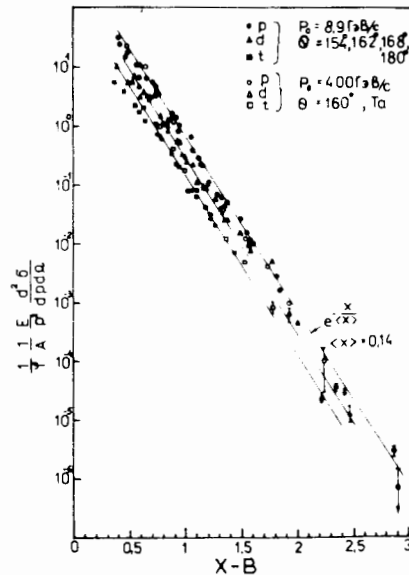


Рис. 11. Зависимость инвариантных сечений от масштабной переменной $X-B$.

Видно, что в указанных на рис. 11 интервалах углов и первичных энергий функция

$$G(x) = \frac{1}{A} \cdot \frac{1}{\phi(p_1^2)} \cdot E \frac{d\sigma}{dp} \approx G_0 \cdot e^{-\frac{x}{\langle X \rangle}},$$

где параметр наклона $\langle X \rangle \approx 0,14 \pm 0,014$ и одинаков для протонов, дейтронов и трития для экспериментальных данных нашей работы и данных работ^{4+6/}.

Таким образом реализуется предельная фрагментация по масштабной переменной X для интервала $0 \leq p_1^2 \leq 0,2$. Отсюда следует, что, как и при рождении пионов и каонов^{12/}, инвариантные инклюзивные сечения образования протонов и ядер дейтерия и трития пропорциональны универсальной функции $G(x)$ - кварк-партонной структурной функции ядра.

Интересно отметить, что обсуждаемая в литературе модель слипания^{14/} применительно к образованию фрагментов ядер, в частности, дейтронов, имеет простое объяснение в случае пропорциональности сечений структурной функции ядра. Тот факт, что сечение образования дейтрона есть квадрат однонуклонного сечения, следует из экспоненциальной зависимости $G(x)$ и аддитивности кумулятивного числа ($X_d = X_p + X_n$). Аналогичная ситуация имеет место при образовании ядер трития и других ядерных фрагментов.

ВЫВОДЫ

1. Получены инвариантные инклюзивные сечения рождения протонов, дейтронов и трития, в pA - и dA -взаимодействиях при импульсе первичных частиц 8,9 ГэВ/с. Детально исследованы энергетические спектры при углах наблюдения $90^\circ \div 180^\circ$ и A -зависимость сечений в том же интервале углов. Измерена подробная угловая зависимость сечений для импульсов вторичных частиц 500, 700, 900 МэВ/с / pA -взаимодействия/ и для импульса 700 МэВ/с в dA -взаимодействиях.

2. Детальное исследование A -зависимости, проведенное при импульсе 500 МэВ/с на большом наборе ядер, включая разделенные изотопы Li, Fe, Ni, Zn, Sn, Sm и W , показало независимость сечений от нейтронного избытка в ядрах.

3. В угловых зависимостях сечений отмечено нерегулярное поведение в интервале углов $\sim 150^\circ \div 180^\circ$. При импульсе протонов 500 МэВ/с на ядре Pb наблюдается пик в направлении 180° .

4. Сравнение результатов, полученных при первичных энергиях 8,9 и 400 ГэВ, показывает, что эмпирическая гипотеза ядерного скейлинга не реализуется. Сечения в жесткой части спектров различаются примерно на порядок величины.

5. Зависимость сечений от квадрата поперечного импульса носит сложный характер, демонстрируя отсутствие факторизации сечений в функции X и p_{\perp}^2 .

6. В интервале первичных энергий 8-400 ГэВ имеет место предельная фрагментация в масштабной переменной X . Универсальный характер зависимости сечения рождения различных частиц как функции угла наблюдения и их энергии, свидетельствует о пропорциональности сечений кварк-партонной структурной функции ядра.

Авторы признательны О.Ю.Кульпиной и В.Г.Перевозчикову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.
2. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
3. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-11302, Дубна, 1978.
4. Бургов Н.А. и др. ЯФ, 1979, т. 30, вып. 3, с. 720.
5. Баяков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-23, М., 1979.
6. Frankel S. et al. Phys.Rev. C, 1979, v. 20, No. 6, p. 2257.
7. Лексин Г.А. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, с. А6-3; Ефременко В.И. ЯФ, 1983, т. 37, вып. 1, с. 118.
8. Богатин В.И. ОИЯИ, 1-81-106, Дубна, 1981.
9. Bogatskaya I.G. et al. Phys.Rev. C, 1980, v. 22, p. 209.
10. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т. 20, вып. 6, с. 1201.
11. Балдин А.М. и др. Труды IV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-9224, Дубна, 1975.
12. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
13. Barlad G. et al. Phys.Rev. D, 1980, v. 22, No. 7, p. 1547;
14. Butler S.T. et al. Phys.Rev., 1963, v. 129, p. 836.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1983 года.

Балдин А.М. и др.

P1-83-432

Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям кумулятивного рождения протонов, дейтронов и трития

Получены инвариантные инклюзивные сечения рождения протонов, дейтронов и трития в pA - и dA - взаимодействиях при импульсе первичных частиц 8,9 ГэВ/с. Детально исследованы энергетические спектры в интервале углов наблюдения $90^\circ \pm 180^\circ$ и A -зависимость сечений в том же интервале углов. Измерена подробная угловая зависимость сечений для импульсов вторичных частиц 500, 700, 900 МэВ/с (pA -взаимодействия) и для импульса 700 МэВ/с в dA -взаимодействии. В интервале первичных энергий 8-400 ГэВ имеет место предельная фрагментация в масштабной переменной X . Универсальный характер зависимости сечения рождения различных частиц в функции угла наблюдения свидетельствует о пропорциональности сечений кварк-партонной структурной функции ядра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Baldin A.M. et al.

P1-83-432

Experimental Data on Inclusive Cross Sections of Protons, Deuterons and Tritium Cumulative Production

The invariant inclusive cross section of proton, deuteron and tritium production in pA - and dA -interactions with 8.9 GeV/c incident momentum are presented. The energy, angular (within the $90^\circ - 180^\circ$), and A -dependences are studied. Angular dependence is carried out for 500, 700 and 900 MeV/c in pA -interactions and for 700 MeV/c in dA -interactions. Within 8-400 GeV incident energy range, the interactions present limiting fragmentation properties are described by the scaling variable X . The universal character of the particle cross section dependence on the emission angle is an indication to the proportionality of the nuclear quark-parton structure function.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.